

SÉRIE A, N° 1457

N° D'ORDRE :

3224

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Félix ESCLANGON

Ancien élève de l'École normale supérieure
Chef de travaux à la Faculté des sciences de Lille.

1^{re} THÈSE. — ILLUMINATION DES GAZ RARÉFIÉS PAR LES COURANTS
DE HAUTE FRÉQUENCE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 Janvier 1934 devant la Commission d'examen

M. H. ABRAHAM *Président.*

M. A. COTTON } *Examineurs.*

M. E. DARMOIS }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1457

N° D'ORDRE :

3224

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Félix ESCLANGON

Ancien élève de l'École normale supérieure
Chef de travaux à la Faculté des sciences de Lille.

1^{re} THÈSE. — ILLUMINATION DES GAZ RARÉFIÉS PAR LES COURANTS
DE HAUTE FRÉQUENCE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 Janvier 1934 devant la Commission d'examen

M. H. ABRAHAM *Président.*

M. A. COTTON }
M. E. DARMOIS } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933

MM.

<i>Doyen</i>	C. MAURAIN, <i>Professeur</i> , Physique du globe.			
<i>Doyen honoraire</i>	M. MOLLIARD.			
<i>Profess. honoraires</i> ..	H. LE CHATELIER.	EMILE PICARD.		
	H. LEBESGUE.	RÉMY PERRIER		
	A. FERNBACH.	LÉON BRILLOUIN.		
	A. LEDUC.	A. DEREIMS.		
	E. GOURSAT.....	Analyse supérieure et algèbre supér.		
	P. JANET.....	Electrotechnique générale.		
	F. WALLERANT....	Minéralogie.		
	P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.		
	GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.		
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.		
	M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)		
	G. URBAIN.....	Chimie générale.		
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.		
	L. MARCHIS.....	Aviation.		
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.		
	H. ABRAHAM.....	Physique.		
	E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.		
	M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.		
	L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.		
	E. VESSIOT.....	Théorie des fonct. et théorie des transf.		
	A. COTTON.....	Physique.		
	J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.		
	CHARLES FABRY....	Physique générale.		
	CHARLES PEREZ....	Zoologie.		
	LÉON BERTRAND....	Géolog. structurale et géolog. appliquée.		
	P.-A. DANGEARD....	Botanique.		
<i>Professeurs</i>	R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.		
	PAUL MONTEL.....	Mécanique rationnelle.		
	P. WINTREBERT....	Anatomie et histologie comparées.		
	E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.		
	O. DUBOSQ.....	Biologie maritime.		
	P. PORTIER.....	Physiologie comparée.		
	E. BLAISE.....	Chimie organique.		
	G. JULIA.....	Calcul différentiel et calcul intégral.		
	L. LUTAUD.....	Géogr. physique et géol. dynamique.		
	EUGÈNE BLOCH....	Physique théorique et phys. céleste.		
	HENRI VILLAT....	Mécanique des fluides et applications.		
	CH. JACOB.....	Géologie.		
	P. PASCAL.....	Chimie minérale.		
	V. AUGER.....	Chimie appliquée.		
	H. BENARD.....	Mécanique expérimentale des fluides.		
	E. ESCLANGON....	Astronomie.		
	L. BLARINGHEM....	Botanique.		
	C. MAUGUIN.....	Minéralogie.		
	A. DENJOY.....	Mathématiques générales.		
	A. DUFOUR.....	Physique (P. C. N.).		
	A. GUILLIERMOND..	Botanique (P. C. N.).		
	H. BÉGHIN.....	Mécanique physique et expérimentale.		
	L. DE BROGLIE....	Théories physiques.		
	G. RIBAUD.....	Hautes températures.		
	E. PECHARD.....	Chimie (Ens. P. C. N.)	PAUTHENIER..... Physique (P. C. N.).	
	A. GUILLET.....	Physique.	M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organ.
	M. GUICHARD....	Chimie minérale.	CHRETIEN.....	Optique appliquée.
	A. MICHEL-LEVY	Pétrographie.	FREUNDLER.....	Chimie (P. C. N.).
	G. BRUHAT.....	Physique.	P. JOB.....	Chimie générale.
	E. DARMOIS.....	Physique.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
	A. DEBIERNE....	Radioactivité.	PRENANT.....	Zoologie.
	L. DUNOYER....	Optique appliquée.	VILLEY.....	Méc. phys. et expér.
M. JAVILLIER....	Chimie biologique.	G. BOHN.....	Zoologie (P. C. N.).	
L. JOLEAUD....	Paléontologie.	R. COMBES.....	Sc. Natur. (P. C. N.).	
H. MOUTON.....	Chimie physique.	GARNIER.....	Mécan. Rationnelle.	
F. PICARD.....	Zool. (Ev. êtres org.)	PÈRES.....	Mécan. des fluides.	
ROBERT-LÉVY...	Zoologie.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. N.).	
M. FRECHET....	Calcul des probab.	LAUGIER.....	Physiologie génér.	
	et phys. math.	TOUSSAINT.....	Technique aéronaut.	
FOCH.....	Méc. exp. des fluides.	M. CURIE.....	Physique (P. C. N.)	



Secrétaire..... A. PACAUD
Secrétaire honoraire... D. TOMBECK

A MONSIEUR H. ABRAHAM

Professeur à la Sorbonne,

Hommage respectueux et reconnaissant.

A MES PARENTS

A MA FEMME

ILLUMINATION DES GAZ RARÉFIÉS PAR LES COURANTS DE HAUTE FRÉQUENCE

Par FÉLIX ESCLANGON

INTRODUCTION

C'est à la suite des remarquables études spectroscopiques que MM. L. et E. Bloch ont réalisées grâce à l'emploi de la décharge sans électrodes, que j'ai entrepris d'étudier l'illumination des gaz raréfiés sous l'action des courants entretenus de haute fréquence.

Il m'a paru que le développement technique récent des triodes de grande puissance devait permettre de réaliser les expériences de MM. Bloch par une excitation en ondes entretenues, et de produire ainsi des sources fixes d'un éclat intéressant ; en outre la possibilité de mesures précises sur les conditions électromagnétiques et l'absence d'électrodes dans le gaz m'ont fait espérer une connaissance plus précise des lois des passages des courants dans les gaz.

Ces résultats n'ont été atteints que très partiellement, et je n'ai en fait réussi qu'à montrer la direction dans laquelle il faut s'engager pour résoudre le problème que je m'étais posé. Ce mémoire viendra s'ajouter à la liste déjà très longue des travaux relatifs à la décharge sans électrodes ; mon temps n'aura pas été entièrement perdu si sa lecture incite

quelque chercheur à pousser plus loin encore les expériences que j'ai faites.

Ce travail a été exécuté au Laboratoire de Physique de l'Ecole normale supérieure où M. Abraham a bien voulu me permettre de travailler pendant de longues années. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour les facilités matérielles qu'il m'a accordées, et surtout pour les conseils qu'il m'a toujours donnés et que sa grande expérience de physicien de Laboratoire rendait infiniment précieux. Je tiens à remercier également MM. Bloch et Bruhat, professeurs attachés au Laboratoire, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et les suggestions qu'ils m'ont proposées, et en outre tous mes camarades et amis des Laboratoires de l'Ecole normale et de la Sorbonne dont l'aide matérielle m'a rendu les plus grands services.

J'adresse enfin mes remerciements au Comité national d'aide à la recherche scientifique pour la subvention qu'il m'a accordée et qui m'a permis d'amener ce travail au point où il en est aujourd'hui.

HISTORIQUE

Le phénomène de l'illumination des gaz raréfiés par les courants de haute fréquence est connu depuis de longues années ; il a été découvert par Hittorf ⁽¹⁾ en 1884 et étudié systématiquement par J. J. Thomson ⁽²⁾ en 1891.

Ces auteurs excitaient les tubes à gaz en les plaçant à l'intérieur de quelques spires de fils S parcourues par le cou-

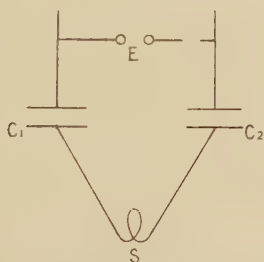


Fig. 1. — Montage de Sir J. J. Thomson.

rant de la décharge oscillante de deux condensateurs C_1 , C_2 à travers l'éclateur E (fig. 1). A chaque étincelle, le gaz contenu dans le tube s'illumine, bien qu'aucune électrode ne

Note. — Je me bornerai ici à un bref rappel des principaux mémoires relatif à la décharge sans électrodes. Les exposés de G. MIERDEL (*Phys. Zts.*, 25 (1924), p. 240) et de K. K. DARROW (*Bell system techn. Journ.*, 11 (1932), p. 576 et 12 (1933), p. 91), donneront un historique plus complet.

⁽¹⁾ W. HITTORF, *Wied. Ann.*, 52 (1884), p. 473.

⁽²⁾ J. J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 32 (1891), pp. 321 et 425.

permette l'entrée de courants dans le tube d'où le nom de décharge sans électrodes donné au phénomène.

Dans son étude, Sir J. J. Thomson a montré que le phénomène dépend essentiellement de la pression et de la distance entre les boules de l'éclateur E, c'est-à-dire de la différence de potentiel aux bornes du condensateur. La lumière émise par le tube varie avec l'excitation, et J. J. Thomson a constaté que ce changement est dû à des variations dans les intensités respectives des raies du spectre émis par le gaz.

Un autre montage de décharge sans électrodes a été

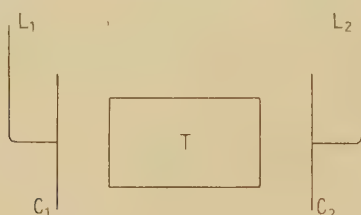


Fig. 2. — Montage d'Ebert et Wiedemann.

signalé peu de temps après par Ebert et Wiedemann ⁽¹⁾ qui plaçaient le tube à gaz entre les deux armatures d'un condensateur au bout d'un système de fils de Lecher à ondes stationnaires (fig. 2). Ce procédé d'excitation est *a priori* beaucoup plus simple car le gaz est placé dans un champ électrique alternatif uniforme plus directement accessible aux mesures que les courants induits de Sir J. J. Thomson. C'est à cause de cette simplicité que, pendant de nombreuses années, les études théoriques sur l'illumination des gaz par les courants de haute fréquence ont utilisé ce montage de préférence à celui de Sir J. J. Thomson.

Par contre, c'est la décharge de Sir J. J. Thomson qui a

(¹) H. EBERT et E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, 53 (1894), p. 144.

rendu le plus de services aux spectroscopistes. Dunoyer ⁽¹⁾ a constaté l'émission simultanée par le gaz de raies appartenant à des spectres d'excitations différentes, arc et étincelle du premier ordre, par exemple. L. et E. Bloch ont découvert que les spectres correspondant à divers états d'ionisation de l'atome sont émis par des régions différentes du tube : les spectres correspondant à l'excitation la plus élevée sont émis par les bords du tube, et les spectres de moindre excitation par le centre. Cette très importante remarque a permis à L. et E. Bloch ⁽²⁾ et à leurs élèves de séparer ainsi les spectres d'arc et d'étincelle des divers ordres de nombreux éléments.

Cette dualité dans les modes d'excitation des gaz par les courants de haute fréquence a fait naître deux interprétations différentes du phénomène.

L'une, la plus ancienne, date de Hittorf et a été développée par J. J. Thomson dans son mémoire de 1891, et reprise par lui plus récemment. Sir J. J. Thomson se basant sur la symétrie du phénomène, symétrie qui lui a suggéré l'expression de « décharge annulaire » (ring discharge), et sur la brillance de l'illumination, a attribué l'illumination au passage dans le gaz de courants *induits* de grande intensité. Dans un mémoire récent ⁽³⁾, Sir J. J. Thomson développe sa théorie en cherchant la différence de potentiel minimum entre les bornes de l'éclateur E (fig. 1) nécessaire au passage de la décharge. « Pour que la décharge passe, écrit-il, le gaz doit être ionisé ; par suite les électrons doivent recevoir du champ électrique une énergie suffisante pour ioniser le gaz ; comme ils perdent alors leur énergie dans un choc avec une molécule, ils doivent acquérir leur énergie dans un parcours inférieur au libre parcours moyen ». Sur cette hypo-

⁽¹⁾ DUNOYER, *Journ. du Phys.*, **3** (1922), p. 261.

⁽²⁾ L. et E. BLOCH, *Journ. de Phys.*, **4** (1923), p. 133.

⁽³⁾ Sir J. J. THOMSON, *Phil. Mag.*, **4** (1927), p. 1128.

thèse Sir J. J. Thomson calcule le champ électrique induit minimum en fonction de la pression et du potentiel d'ionisation du gaz. Le calcul est compliqué par les effets d'induction du courant dans le gaz, qui limitent la pénétration du champ électrique à l'intérieur du gaz ionisé, et par l'action du champ magnétique sur les trajectoires des électrons. Sir J. J. Thomson arrive cependant à calculer un potentiel minimum et à vérifier par quelques expériences sur la décharge d'un condensateur que les nombres donnés par le calcul et l'expérience sont bien du même ordre de grandeur.

L'autre interprétation a été donnée tout d'abord pour les montages d'Ebert et Wiedemann et de Lecher où le gaz à illuminer est placé entre deux électrodes extérieures au tube: le courant passant dans le gaz est assimilé à un courant de déplacement de Maxwell. En tenant compte des théories modernes sur l'ionisation des gaz, cela revient à dire que les électrons libres dans le gaz, accélérés par le champ électrique alternatif, décrivent des trajectoires fermées à l'intérieur du tube. Le champ agissant à chaque instant est un champ « électrostatique », c'est-à-dire produit par des charges électriques fixes.

Ces deux interprétations, s'adressant à deux phénomènes différents n'auraient fait que se compléter si les défenseurs de la deuxième opinion n'avaient songé que la décharge annulaire de J. J. Thomson pouvait n'être qu'un phénomène électrostatique. Dès 1892, O. Lehmann⁽¹⁾ démontra que le champ induit est trop faible pour provoquer l'ionisation du gaz, et que la décharge annulaire doit être attribuée à l'action du champ électrostatique beaucoup plus intense existant entre les extrémités du solénoïde inducteur.

Nous avons vu que cette objection n'a pas empêché Sir J. J. Thomson de reprendre et de développer en 1927 sa première opinion. L'interprétation électrostatique de la

⁽¹⁾ O. LEHMANN, *Wied. Ann.*, 47, (1892), 1927.

décharge annulaire a été aussitôt reprise par J. S. Townsend ⁽¹⁾ qui a rappelé l'existence, à l'intérieur d'un solénoïde parcouru par un courant alternatif, d'un champ « électrostatique » beaucoup plus intense que le champ induit ; Townsend remarque que des ondes entretenues de toute petite puissance permettent d'obtenir une décharge stable dans un gaz ; dans ces conditions, le champ induit lui paraît avoir une valeur beaucoup trop faible pour pouvoir produire une ionisation quelconque.

Cette querelle de la décharge sans électrodes a fait naître quelques mémoires qui ont montré que les deux interprétations sont valables, tour à tour, suivant les circonstances, et souvent simultanément.

Un premier mémoire de Mac Kinnon ⁽²⁾ a montré, par des expériences sur l'iode et le mercure, que la décharge dans un solénoïde peut présenter deux aspects différents, attribuables l'un à l'action prépondérante du champ électrique, l'autre au champ induit. La décharge « induite » apparaît avec des courants intenses dans le solénoïde et des pressions faibles du gaz ; elle ne s'obtient que difficilement en ondes entretenues. Pour Mac Kinnon, la disparition de l'action du champ électrostatique aux fortes excitations serait due aux pertes dans le verre au contact des conducteurs parcourus par le courant de haute fréquence.

Deux ans après, C. T. Knipp ⁽³⁾, place des écrans d'amiante dans un tube à décharge et observe l'ombre qu'ils portent sur l'illumination du gaz. Cette ombre est tantôt longitudinale, tantôt transversale. Il en conclut que la décharge est tantôt « électrostatique », tantôt « induite ». Il attribue le passage d'un état à l'autre à l'augmentation du nombre de spires du solénoïde inducteur.

(¹) J. S. TOWNSEND et R. H. DONALDSON, *Phil. Mag.*, 5 (1928), p. 178.

(²) MAC KINNON, *Phil. Mag.*, 8 (1929), p. 605.

(³) C. T. KNIPP, *Phys. Rev.*, 37 (mars 1931), p. 756.

Peu de temps après, H. Smith, W. A. Lynch et N. Hilbery⁽¹⁾ employant des ondes entretenues de 25 à 60 m. de longueur dans un circuit oscillant de faible résistance, étudiaient l'action du courant de haute fréquence sur le mercure. Ils distinguent entre la « dull glow » et la « bright glow » données par la décharge suivant les conditions d'excitation, la lueur intense correspondant toujours aux excitations les plus fortes. Ils pensent pouvoir attribuer cette dernière lueur aux courants dus au champ induit et, pour le prouver, interposent un écran destiné à supprimer l'action du champ électrostatique sur le gaz. Ils constatent que l'écran empêche toute illumination du gaz, mais laisse subsister l'illumination brillante si on n'interpose l'écran qu'après l'amorçage de la décharge.

Vers la même époque, j'ai pris moi-même parti entre les deux hypothèses en attribuant les phénomènes brillants dans la décharge à l'intérieur d'un solénoïde à l'action du champ induit, tandis que les illuminations plus faibles obtenues dans le tube maintenu au voisinage de l'oscillateur me paraissaient dues au champ électrostatique. J'ai présenté devant la Société française de Physique des selfs spéciales plates dans lesquelles le tube à gaz était à peu près complètement soustrait à l'action du champ électrostatique si le centre de la self était maintenu à un potentiel fixe. Ces bobines donnent des phénomènes aussi brillants que les solénoïdes habituellement employés.

Deux mois plus tard, j'ai décrit quelques expériences destinées à séparer l'action des deux composantes du champ électrique, expériences qui m'ont amené à attribuer l'illumination brillante à l'action du champ induit. Ces expériences comportaient, d'une part l'interposition d'un écran

(1) H. SMITH, W. A. LYNCH, N. HILBERY, *Phys. Rev.*, **37** (mai 1931), p. 1091.

(2) F. ESCLANGON, *Bull. Soc. f. de Physique* (séance du 6 mars 1931), p. 35; F. ESCLANGON, *Comptes rendus*, **192** (1931), p. 1213.

métallique destiné à supprimer l'action du champ électrostatique, et d'autre part la réalisation d'un champ électrostatique identique à celui du solénoïde, mais en l'absence de champ induit. J'ai été amené théoriquement à attribuer l'action prépondérante du champ induit à l'effet d'écran produit sur le champ électrostatique par le gaz lui-même qui, une fois ionisé, devient conducteur; l'effet d'écran est par contre négligeable sur le champ induit; la composante électrostatique du champ peut ainsi devenir beaucoup plus faible que la composante induite.

Enfin, plus récemment, un élève de Townsend, Yarnold ⁽¹⁾ a montré la parfaite identité de l'illumination faible à l'intérieur d'un solénoïde avec la décharge entre électrodes extérieures, c'est-à-dire dans un champ électrostatique pur. Il admet que l'action prépondérante du champ induit doit s'observer seulement pour les courants intenses que son installation de puissance réduite ne peut donner.

Entre temps de nombreux expérimentateurs ont étudié systématiquement la décharge de haute fréquence dans les gaz entre deux électrodes extérieures. Toutes ces expériences ont été faites en ondes entretenues qui permettent des mesures précises des conditions électromagnétiques.

Les résultats en sont extrêmement complexes, mais on peut en conclure que les électrons d'un gaz soumis à un champ électrique alternatif de haute fréquence suivent les mêmes lois que s'ils sont soumis à un champ continu. D'autres expériences, en particulier celles de C. Gutton et de ses élèves ont révélé l'existence de périodes propres d'oscillation des électrons dans un gaz.

Un des résultats les plus importants a été trouvé par J. S. Townsend; il a constaté que, tout comme dans la colonne positive de la décharge en courant continu, le

(1) G. D. YARNOLD, *Phil. Mag.*, 13 (1932), p. 1179.

champ nécessaire au maintien de la décharge est indépendant du courant.

Une autre série de travaux a cherché à étendre la loi de Paschen à la décharge de haute fréquence. M. L. Braun ⁽¹⁾ utilisant des bobines plates, a montré l'existence d'un « point critique » de la décharge, caractérisé par le passage par un minimum du courant d'amorçage de la décharge. Le rapport du courant minimum à la pression critique ne dépend que de la nature du gaz. O. Stuhlmann ⁽²⁾ a étendu les résultats de Braun à la décharge purement électrostatique. Les courbes du courant d'amorçage de la décharge en fonction de la pression rappellent les courbes de Paschen. C'est en cela surtout que la décharge en haute fréquence satisfait à la loi de Paschen.

Objet du présent travail. — Au cours de ce travail, je vais m'efforcer de préciser la distinction entre les deux types de décharge, électrostatique et induite, et d'établir les conditions électromagnétiques d'établissement, d'entretien et de disparition de la décharge induite qui me paraît présenter un intérêt considérable à cause de la brillance des sources lumineuses qu'elle fournit. Afin de pouvoir développer cette étude avec précision, je consacrerai un chapitre à l'étude du champ électrique à l'intérieur d'un solénoïde et des courants siégeant dans un conducteur placé à l'intérieur du solénoïde. Enfin, je décrirai quelques applications réalisées de la décharge sans électrodes en ondes entretenues, en particulier au point de vue spectroscopique.

(1) M. L. BRAUN, *Phys. Rev.*, **36** (1930), p. 1195.

(2) O. STUHLMANN, *Journ. of the Franklin Institute*, **213** (1932) p. 273.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

CHAPITRE PREMIER

Montage électrique et manipulation des gaz.

Description du montage électrique. — J'ai cherché à me rapprocher des conditions expérimentales des montages réalisés par L. et E. Bloch dans leur étude sur les spectres d'étincelle d'ordre supérieur de divers éléments. Il m'a paru nécessaire de pouvoir disposer d'une puissance considérable. Cela m'a amené à construire un oscillateur pouvant donner une puissance disponible de 3 kilowatts environ, dont je donne la description ci-dessous.

Lampe triode. — Lampe E 1651 A de la radiotechnique à circulation d'eau.

Caractéristiques (données par le constructeur) :

tension filament : 16,5 volts,

intensité filament : 50 ampères,

tension plaque normale : 10 000 volts,

puissance dissipée maximum : 6 000 watts,

résistance interne : 5 000 ohms ;

coefficient d'amplification : 30.

La tension plaque maximum dont j'ai pu disposer est de 6 000 volts avec un débit de 1 ampère.

Dans le domaine où j'ai employé la lampe, les valeurs de

la résistance interne et du coefficient d'amplification sont un peu plus faibles : 4 000 ohms et 25 ⁽¹⁾.

Alimentation. — *Chauffage.* — Transformateur avec secondaire à point milieu sorti.

Tension plaque. — Redresseur à arc à mercure à deux étages en série de la maison Hewittic.

Le redresseur est susceptible de fournir 30 ampères.

Le courant est ensuite filtré en un filtre à une cellule fourni par la maison Hewittic, laissant une modulation de 1/100^e à pleine puissance (6 000 volts 1 ampère).

Les deux transformateurs (chauffage et tension plaque) sont alimentés par le secteur alternatif monophasé 110 volts, 50 périodes de la rive gauche de Paris. Un rhéostat permet d'allumer progressivement le filament. La tension plaque est réglée par une grande self à noyau de fer mobile construite au Laboratoire.

Circuits oscillants. — a) *Selfs.* — Les selfs que j'ai utilisées ont généralement été construites avec du fil de cuivre plein de 3 millimètres de diamètre. J'ai également employé quelques selfs en ruban de cuivre plat de 4 cm. de largeur et de 1 mm. d'épaisseur. Ces selfs étaient maintenues en place par trois ou quatre tiges de quartz fondu traversant les rubans. Les trous de passage des rubans étaient percés avant l'enroulement de la self. Il est facile de voir que la distance entre les trous doit croître en progression arithmétique, ce qui permet une réalisation commode

(¹) J'ai fait mes premiers essais d'oscillations à grande puissance avec une lampe démontable que M. Holweck a bien voulu mettre à ma disposition. Cette lampe m'a permis de faire mon apprentissage dans la technique des ondes courtes à grande puissance en m'évitant de mettre hors de service une lampe scellée. Je suis heureux de remercier ici M. Holweck pour son prêt généreux et pour les conseils qu'il m'a donnés au début de mon travail.

de ces enroulements. Le mode de construction de ces selfs m'a été indiqué par M. Abraham.

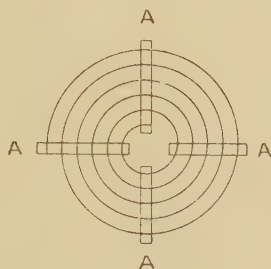


Fig. 3. — Montage des selfs spirales.
A tiges de quartz.

b) *Condensateur*. — Je n'ai employé généralement que des condensateurs à air.

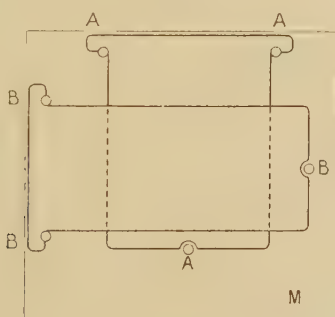
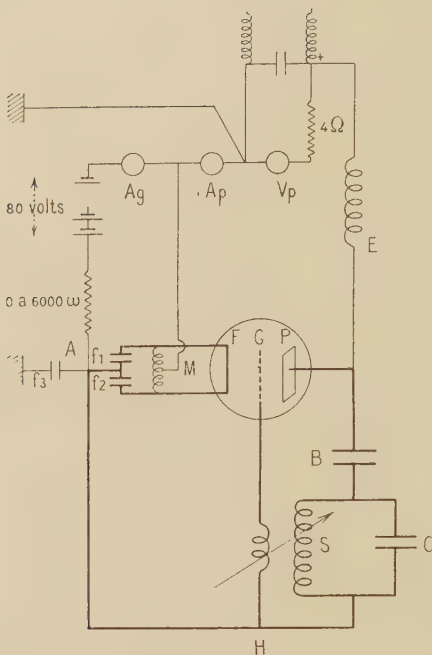


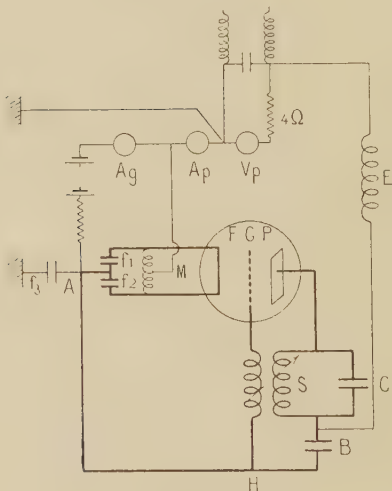
Fig. 4. — Condensateur.
A-B armatures
M monture de mycalex.

Deux plaques de mycalex de $45 \times 36 \times 0$ cm. 6 sont reliées par six tiges filetées en laiton de 8 mm. de diamètre de 40 cm. de longueur, placées suivant le schéma ci-dessus.

Les armatures sont des plaques d'aluminium rectangu-



I dérivation ;



II série ;

Fig. 5
Montages du circuit
oscillant.

Ag milliampèremètre de grille ;

Ap milliampèremètre de plaque ;

Vp milliampèremètre en série avec 4Ω mesurant la tension plaque ;

E selfs de choc ;

B condensateur de blocage ;

S self du circuit oscillant ;

C condensateur du circuit oscillant ;

$f_1 f_2 f_3$ condensateurs de liaison.

lares de 2 mm. d'épaisseur ; elles présentent trois encoches leur permettant d'être fixées sur les tiges filetées par serrage entre deux écrous. Le condensateur étant monté on peut glisser une série d'armatures par le haut, une autre série par le côté. Pour faire varier la capacité il suffit d'enlever les armatures d'une série, laissant en place les autres armatures. Généralement j'ai placé les armatures à une distance de 20 mm. Dans ces conditions le condensateur supporte sans effluves une tension efficace de 8 000 volts. Il faut toutefois veiller à ce que les plaques de mycalex soient bien serrées par les écrous de fixation, sinon un arc éclate le long du mycalex entre les sorties de deux tiges filetées. Il suffit d'ailleurs de gratter l'isolant pour qu'il ne reste pas de traces gênantes de l'arc.

L'isolement par rapport au sol est assuré par le mycalex. Le condensateur est simplement posé sur une table. Il est très aisément démontable et transformable. Malheureusement les tiges filetées qui forment les connexions du condensateur présentent une résistance notable en ondes très courtes. Il est bon de placer les armatures aussi près que possible des connexions de la self.

Montage de l'oscillateur. — J'ai employé tantôt le montage série, tantôt le montage dérivation, en général avec un couplage de grille par induction. Les schémas de montage sont donnés sur la figure 5.

Le montage dérivation permet de diminuer l'isolement entre le circuit plaque et le circuit grille, les deux circuits étant au même potentiel moyen, égal au potentiel moyen de grille.

Couplage de la grille. — La grille est couplée par induction par quelques spires de fil portées sur une petite plaque de mycalex que l'on peut déplacer par rapport aux spires du circuit oscillant.

Selfs de chocs. — Trois des selfs de choc sont enroulées

sur des tubes de quartz fondu opaque de 60 mm. de diamètre et 60 cm. de longueur. L'une est en fil isolé soie de $9/10^e$ à spires jointives, une autre en fil nu de 1 mm. enroulée au pas de 1 cm. et la troisième comprend 20 spires au pas de 1 cm. Suivant la longueur d'onde employée, c'est l'une ou l'autre des selfs qui présente l'impédance la plus importante.

Les selfs de choc que j'avais fait enrouler sur ébonite n'ont pas résisté à l'action des ondes de 30 à 60 m. de longueur. L'ébonite chauffait, se gondolait, dégageait des vapeurs nauséabondes et prenait feu. C'est pourquoi je me suis finalement adressé au quartz fondu qui a toujours donné toute satisfaction.

Condensateurs de blocage. — J'ai utilisé deux condensateurs de blocage l'un de $1/1\ 000^e$ de microfarad pour les longueurs d'onde supérieures à 40 m. et l'autre de $1/10\ 000$ de μf pour les ondes plus courtes. Ce sont deux condensateurs à mica licence Dubilier pouvant supporter 20 000 volts de courant continu.

Oscillateur de faible puissance. — Au cours de certaines expériences qualitatives, et pour des applications spectroscopiques, j'ai utilisé un deuxième oscillateur de faible puissance plus aisément maniable que le montage décrit ci-dessus.

Cet oscillateur que j'ai surtout utilisé pour la production de sources de lumière monochromatique a été décrit ailleurs⁽¹⁾. Je rappelle rapidement en quoi il consiste. Il est constitué par deux lampes scellées dont les plaques peuvent dissiper 300 watts chacune. L'oscillateur est monté en Mesny avec une self de 5 spires de 90 mm. de diamètre au pas de 1 cm. ; un condensateur de quelques centimètres aux

(1) F. ESCLANGON, *Revue d'Optique*, 11 (1932), p. 399.

bornes de la self diminue quelque peu le courant haute fréquence sur les connexions de plaque. Le système alimenté de 2 500 à 3 000 volts continus oscille sur 10 m. de longueur d'onde et peut donner jusqu'à 300 watts de puissance disponible.

Manipulation des gaz. — L'étude de la décharge a été faite dans différents gaz qu'il a fallu enfermer purs et secs dans

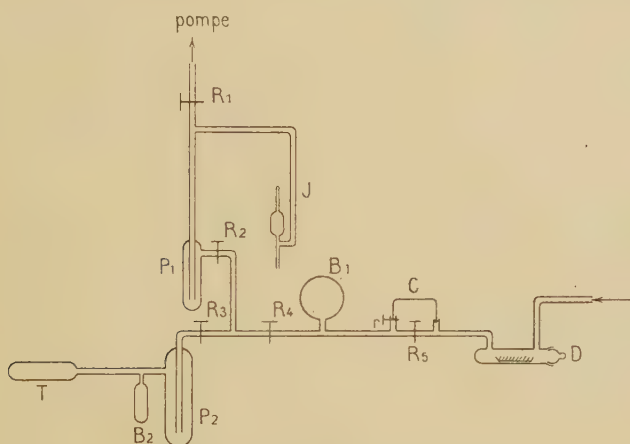


Fig. 6. — Manipulation des gaz.

R₁R₂R₃R₄R₅ robinets ;
P₁P₂ sièges à air liquide ;
J jauge de Mac Leod ;
C capillaire ;
D dessiccateur à P₂O₅ ;
T tube à décharge.

un tube sous une pression mesurable. J'ai monté une installation à vide à deux étages; le vide préliminaire est fait par une pompe à huile, une pompe à condensation à vapeur de mercure donnant le bon vide. La canalisation de bon vide, entièrement en pyrex de 15 mm. de diamètre peut être isolée de la pompe par un robinet R_1 (fig. 6). Immé-

diatement après le robinet se trouve une jauge de Mac-Leod J. Un premier piège P_1 à air liquide supprime la vapeur de mercure envoyée par la pompe.

Le tube à décharge T communique avec la canalisation à vide par un deuxième piège à air liquide P_2 et par un robinet R_3 . Le piège P_2 est destiné à condenser les vapeurs qu'a pu laisser passer le premier piège, les vapeurs de graisse du dernier robinet et, dans une certaine mesure, la vapeur d'eau dégagée par les parois du tube à décharge.

Deux ballons B_1 et B_2 de 1500 cm³ et 300 cm³ de capacités respectives sont placés sur la canalisation pour en augmenter le volume. Ils servent de réserve de gaz, l'expérience ayant montré que certains gaz sont assez rapidement absorbés soit par le mercure, soit par les parois, surtout aux très fortes excitations. Grâce à ces ballons la pression reste à peu près constante au cours d'une expérience de plusieurs minutes.

Une autre canalisation amène entre les deux pièges à air liquide le gaz à étudier sous pression réduite. Avant de pénétrer dans la canalisation qui le conduit au tube à décharge, le gaz a séjourné sous une pression notable sur un dessiccateur D à anhydride phosphorique. On le fait passer dans la canalisation par un capillaire fin c fermé par un robinet r . Le robinet à voie large R_5 placé en dérivation sur le capillaire permet de faire le vide dans le dessiccateur et dans la réserve de gaz.

Le capillaire c permet de faire varier lentement la pression du gaz dans la canalisation. Avec ce montage fixe, le seul paramètre fixant la vitesse d'écoulement du gaz est la pression de la réserve de gaz sur le dessiccateur. En faisant varier cette pression on obtient très aisément des vitesses d'écoulement permettant de passer d'une pression à une autre dans le tube à décharge dans un temps assez long pour conserver toujours une égalisation de pression, mais assez vite pour que l'expérience n'ait pas une durée indéfinie.

Il importe beaucoup que la canalisation entre le piège P_2

et le tube à décharge soit entièrement soudée. La décharge sans électrodes provoque un dégagement énergétique des gaz occlus; en outre il arrive souvent, qu'une portion importante de la canalisation s'illumine au voisinage du tube à décharge. Cette illumination chauffe notablement les parois des tubes et en chasse les gaz adsorbés; si sur le parcours il reste un joint graissé ou mastiqué, la graisse et le mastic émettent des vapeurs qui polluent le gaz. Pour éviter que l'illumination ne se prolonge jusqu'au robinet R_3 le plus voisin du tube à décharge, j'ai augmenté la distance entre le tube et ce robinet (70 cm.). On peut, d'ailleurs, éviter l'illumination de la canalisation en entourant les tubes d'une feuille de papier d'étain mise au sol.

Purge du tube à décharge. — Avant toute expérience sur un gaz pur, il faut purger le tube des gaz adsorbés sur les parois. Le moyen le plus efficace m'a paru être la décharge elle-même. Dès que la décharge commence à passer, la lueur du gaz contenu dans la canalisation est bientôt remplacée par la lumière blanche des bandes OH, puis la couleur rouge des raies de Balmer. Le vide s'améliorant, le tube vire ensuite au jaune, s'il est en verre, par suite de l'excitation d'atomes de sodium provenant du verre. Il faut alors surveiller de près la décharge car on risque de fondre le tube. On peut chauffer ainsi successivement les différents points du tube si celui-ci n'est pas contenu tout entier à l'intérieur de la self excitatrice. Si le tube est en quartz on peut prolonger la purge du tube avec de fortes excitations, bien que l'on arrive quelquefois à crever le tube. Une fois que la décharge est arrêtée par un abaissement suffisant de la pression, on recommence la purge en faisant entrer de nouveau du gaz pur et sec; sauf pour la mise en service d'un tube neuf, deux purges suffisent pour avoir un tube propre.

Pour l'observation des spectres ultra-violets émis par la décharge j'ai essayé d'opérer avec un tube terminé par

rodage plan sur lequel je mastiquais une lame plane de quartz. Même avec des tubes dépassant de 20 cm. l'extrémité de la self, il m'a été impossible d'obtenir un gaz pur. La région du masticage, bien que refroidie, a toujours dégagé de la vapeur d'eau en quantité notable. En plongeant le piège P_2 dans l'air liquide, on arrive à conserver un gaz très sec, les quelques impuretés que peut encore dégager le tube à décharge étant rapidement condensées dans le piège.

Le quartz est préférable au verre parce que la purge peut se faire à température plus élevée et n'entraîne pas de dégagement de sodium. Mais si le quartz est mastiqué à la canalisation avant le piège P_2 , le masticage produit toujours des dégagements gazeux qui viennent souiller le gaz étudié. Aussi ai-je utilisé dans mes dernières expériences des tubes de quartz rattachés à la canalisation par des raccords quartz-pyrex soudés. Les gaz occlus et l'eau peuvent être alors entièrement éliminés.

Mesure de la pression. — La pression du gaz dans la canalisation est mesurée par une jauge MacLeod type Dunoyer à quatre sensibilités (compressions de 100, 1 000, 10 000, 100 000). Les pressions ont toujours été mesurées, les pièges P_1 , P_2 plongent dans l'air liquide, ce qui élimine les vapeurs condensables susceptibles de fausser les mesures.

CHAPITRE II

Champ électrique à l'intérieur d'un solénoïde, et courants dans un conducteur électrique coaxial.

Composantes « électrostatique » et « induite » du champ électrique. — Avant d'étudier l'action des courants de haute fréquence sur un gaz placé à l'intérieur d'un solénoïde, il importe de distinguer nettement les deux composantes « électrostatique » et « induite » d'un champ électrique quelconque. On sait qu'à tout état électrique stationnaire correspond, si l'on met à part les f. e. m. appliquées (f. e. m. de polarisation, de contact, etc.) un champ électrique qui dépend d'un potentiel au sens strict du mot, et dont les lignes de forces ouvertes se terminent toujours sur une charge électrique libre. Le champ est dit électrostatique. Si l'état électrique cesse d'être stationnaire, les phénomènes d'induction modifient le champ électrique. Le champ ne dérive plus d'un potentiel ; mais on peut toujours séparer le champ électrique total en deux composantes dont l'une garde toutes les propriétés d'un champ électrostatique (en particulier, elle se calcule comme dans l'état stationnaire d'après la répartition spatiale des charges si les variations de l'état électrique sont assez lentes), et dont l'autre, donnée par les équations de Maxwell, est dite champ d'induction. Le champ d'induction a des lignes de force fermées sur elles-mêmes ; sa circulation le long d'un contour fermé n'est généralement pas nulle.

Considérons maintenant un solénoïde à une seule couche de fil, de longueur l , comprenant N spires de rayon R , de

pas p et de self L . Nous supposerons tout d'abord que le point milieu de la self est au potentiel du sol, et que le sol est à une distance de la bobine grande par rapport à ses dimensions ⁽¹⁾. Supposons qu'à un instant déterminé il existe une différence de potentiel V aux bornes de la self, des charges électriques vont se répartir sur les parois du conducteur et créer à l'intérieur du solénoïde un champ « électrostatique ». Si le potentiel V se met à varier avec le temps, assez lentement pour que les durées des propagations électromagnétiques entre les extrémités de la self soient courtes par rapport aux variations de V , le champ électro-

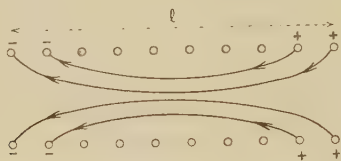


Fig. 7. — Champ électrostatique à l'intérieur d'un solénoïde.

statique suit les variations de V . Mais en même temps va naître un champ d'induction. La somme géométrique des deux champs est le champ électrique proprement dit : force exercée sur une masse électrique unité.

Intensités respectives des deux composantes du champ électrique. — Calculons l'intensité du champ induit dans le

(¹) Si c'est un autre point de la bobine qui est au potentiel du sol, nous pourrions revenir au cas précédent en tenant compte du champ électrique existant entre la bobine et le sol quand la bobine est tout entière au potentiel du point milieu. Le champ existant réellement est la somme du champ à l'intérieur de la bobine avec son point milieu au sol, et du champ entre la bobine et le sol, la bobine étant au potentiel du point milieu. Si la bobine est suffisamment loin du sol, ce deuxième champ est négligeable par rapport au premier.

cas où la bobine est parcourue par un courant alternatif sinusoïdal de pulsation ω . Nous supposons la résistance R de la bobine négligeable devant sa self L ; dans ces conditions, la différence de potentiel aux bornes de la self se réduit à la f. é. m. d'induction sur l'ensemble de la bobine. Faisons l'approximation assez grossière que, au milieu de la bobine, le champ magnétique soit uniforme et d'amplitude H ; la f. é. m. d'induction sur une spire a pour amplitude :

$$e = -H\pi R^2\omega.$$

Cette f. é. m. est égale à la différence de potentiel entre deux points correspondants de deux spires consécutives. Le champ électrique d'induction au voisinage de la spire est alors :

$$E_i = \frac{e}{2\pi R},$$

tandis que le champ électrostatique entre les deux spires est :

$$E_e = \frac{e}{p}.$$

Le rapport entre les deux est :

$$\frac{E_e}{E_i} = \frac{2\pi R}{p}.$$

Le rapport des intensités des deux champs, au voisinage des spires, est égal au rapport de la longueur d'une spire au pas de l'enroulement. Ce rapport est généralement grand. Pour les bobines que j'ai utilisées, p est de l'ordre du centimètre, tandis que le diamètre des spires est compris entre 5 à 10 cm., ce qui donne 15 à 30 cm. de circonférence. La composante « électrostatique » du champ électrique est 15 à 30 fois plus grande que la composante due à l'induction.

Si on fait la comparaison des champs pour un point pris à l'intérieur de la bobine, ce rapport est encore plus grand. Si

la longueur de la bobine est grande par rapport à son diamètre, les lignes de force du champ électrostatique sont parallèles entr'elles au milieu de la bobine, le champ est uniforme ; son intensité au centre est égale à celle au voisinage des spires. Au contraire, le champ induit en un point est proportionnel à la distance du point à l'axe de la bobine. Le champ induit diminue quand on se rapproche de l'axe de la bobine. Le rapport entre les deux composantes du champ croît donc en faveur de la composante électrostatique quand on se rapproche du centre de la bobine.

Le champ électrique total à l'intérieur d'un solénoïde se réduit donc pratiquement au champ électrostatique. Mais nous allons voir que les courants produits par les variations du champ dans un conducteur placé à l'intérieur du solénoïde sont dus surtout à la composante induite, le champ électrostatique étant compensé par le champ produit par les charges électriques libres qui apparaissent sur la surface du conducteur.

Courants dans un cylindre conducteur placé à l'intérieur d'un solénoïde parcouru par un courant de haute fréquence.
— Nous supposons qu'un cylindre conducteur de conducti-

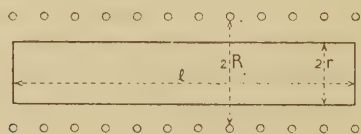


Fig. 8. — Conducteur à l'intérieur d'un solénoïde.

bilité γ , de rayon r , de longueur l égale à celle du solénoïde, est placé à l'intérieur du solénoïde, les deux axes étant confondus (fig. 8). Il est commode pour l'étude des courants produits dans le conducteur d'étudier séparément l'action des composantes électrostatique et induite du champ électrique.

Courants dus au champ électrostatique. — Le conducteur va se trouver placé dans un champ électrique résultant de la composition du champ électrique appliqué produit par le solénoïde et d'un champ électrique dû aux charges électriques produites par influence sur sa surface. Dans la mesure où ce deuxième champ est faible par rapport au premier, on peut considérer le conducteur comme placé dans un champ électrique uniforme. L'étude se fait alors plus commodément en supposant qu'on ait affaire à un conducteur limité par deux surfaces planes indéfinies placé entre les armatures d'un condensateur plan. Nous étudierons un peu plus loin le cas où le champ d'influence perturbe complètement le champ appliqué.

Conducteur dans un champ électrique uniforme alternatif.

— Soit l la longueur du conducteur de conductibilité γ , placé

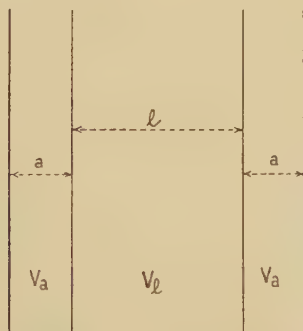


Fig. 9. — Conducteur dans un champ électrique alternatif uniforme.

à une distance a de chacune des armatures d'un condensateur plan, entre lesquelles on établit une différence de potentiel d'amplitude V et de pulsation ω .

La différence de potentiel V entre les deux armatures est la somme des deux différences de potentiel V_a entre le con-

ducteur et les armatures et de la différence de potentiel V_l entre les deux parois du conducteur.

$$V = 2V_a + V_l.$$

La différence de potentiel V_l produit dans le conducteur un champ :

$$e = - \frac{V_l}{l}$$

et un courant de densité :

$$j = \gamma e,$$

courant qui fait varier la densité d'électricité σ sur la surface du conducteur de :

$$\frac{d\sigma}{dt} = j = \gamma e,$$

tandis que la différence de potentiel V_a est reliée à σ par la relation :

$$\sigma = - \frac{V_a}{4\pi a}.$$

En différentiant la première équation, on trouve finalement :

$$\frac{dV}{dt} = - 8\pi\gamma a e - l \frac{de}{dt}$$

relation qui lie le champ électrique e dans le conducteur aux variations de la différence de potentiel entre les armatures du condensateur. V étant une fonction sinusoïdale, $\frac{dV}{dt}$ est la somme de deux composantes en quadrature de grandeur $8\pi\gamma a$ et $l\omega$.

Si γ est grand, le premier terme compte seul, e est égal à :

$$\frac{1}{8\pi\gamma a} \frac{dV}{dt},$$

le champ électrique dans le conducteur est en quadrature avec le champ appliqué ; son amplitude est $\frac{V\omega}{8\pi\gamma a}$, d'autant plus petite que γ est plus grand ;

la densité de courant $j = \frac{V\omega}{8\pi a}$, également en quadrature avec le champ appliqué, est indépendante de la conductibilité.

Si γ est petit, le deuxième terme compte seul, on a :

$$e = -\frac{V}{l}$$

le champ n'est pas modifié par la présence du conducteur, la densité de courant en phase avec le champ est :

$$j = \gamma \frac{V}{l}$$

elle est proportionnelle à γ .

Dans le domaine intermédiaire, on a :

$$e = \frac{V}{\sqrt{l^2 + 64\pi^2\gamma^2 a^2/\omega^2}}.$$

La valeur de γ pour laquelle les deux composantes de e sont égales est :

$$\gamma = \frac{l\omega}{8\pi a}$$

prenons un exemple :

$$\omega = 2 \cdot 10^7 \quad l = 10 \quad a = 1,$$

on trouve :

$$\gamma = 10^{-5} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}.$$

Calcul du courant maximum dû au champ électrostatique dans le cas du solénoïde. — Le courant passant dans le conducteur coaxial au solénoïde dans le cas où γ est grand peut se calculer assez exactement. Nous supposons, en première approximation que la différence de potentiel entre le milieu de la bobine et un point à la distance x du milieu, est proportionnelle à x ; soit kx cette différence de potentiel.

La conductibilité du conducteur étant grande, son poten-

tiel est uniforme; il existe, au voisinage du conducteur, à la distance x du milieu un champ électrique E d'intensité :

$$E = \frac{kx}{R-r}$$

et, par suite, sur la surface du conducteur, une densité superficielle

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} = \frac{kx}{4\pi(R-r)}$$

et sur la surface de la moitié du conducteur une charge totale

$$Q = \int_0^{\frac{r}{2}} 2\pi r \sigma dx = \frac{kr}{R-r} \frac{l^2}{8}$$

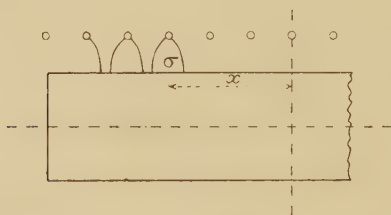


Fig. 10. — Champ électrique entre le conducteur et le solénoïde.

qui s'exprime en fonction de la différence de potentiel $V = kl$ aux bornes de la bobine par :

$$Q = V \frac{lr}{8(R-r)}.$$

Il existe naturellement sur l'autre moitié du conducteur une charge de signe contraire égale à Q en valeur absolue.

Les deux moitiés de la barre conductrice jouent en quelque sorte le rôle de deux armatures de condensateur portant l'une la charge $+Q$ et l'autre la charge $-Q$ quand la différence de potentiel entre les deux bouts de la bobine est V . Si la différence de potentiel V varie sinusoidalement avec la pulsation ω , les charges vont s'échanger et créer à travers la section moyenne de la borne un courant :

$$i = \frac{lr}{8(R-r)} V\omega.$$

Si nous admettons que le courant passe à travers la section totale du conducteur (conductibilité encore assez faible pour que la pénétration soit grande), cela donne une densité moyenne de courant :

$$j = \frac{l}{r} \frac{1}{8\pi(R-r)} V\omega$$

à laquelle correspond un champ :

$$e = \frac{1}{\gamma} \frac{l}{r} \frac{1}{8\pi(R-r)} V\omega.$$

Calculons les valeurs de e dans deux cas concrets :

$$a) \quad \omega = 2 \cdot 10^7 \quad r = 1,5 \quad R = 2,5 \quad l = 10 \quad V = 1000 \text{ volts} \\ \gamma = 10^{-3} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

$$b) \quad \omega = 2 \cdot 10^7 \quad r = 1,5 \quad R = 2,5 \quad l = 10 \quad V = 1000 \text{ volts} \\ \gamma = 1 \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}.$$

On trouve :

$$a) \quad e = 6 \text{ volts/cm.}$$

$$b) \quad e = 0,006 \text{ volts/cm.};$$

le courant total étant dans les 2 cas de :

$$0 \text{ amp. } 04.$$

Le champ existant dans le conducteur est très inférieur au champ moyen dans le solénoïde en l'absence du conducteur, champ de 100 volts par centimètre.

Champ électrique induit et courants induits dans le conducteur. — Le passage des courants dûs au champ électrique induit dans un conducteur est un problème classique : c'est celui du four à induction. Il rappelle à peu de chose près la question du passage des courants alternatifs dans un conducteur cylindrique, question traitée autrefois par Lord Kelvin ⁽¹⁾ dont nous utiliserons ici les notations et les

(1) LORD KELVIN, *Mathematical and Physical Papers*, 3, p. 493.

tables numériques. Le four à induction a été étudié par J. O. Strutt ⁽¹⁾ qui a calculé la puissance dépensée dans le conducteur et l'accroissement de résistance. Plus récemment G. Ribaud ⁽²⁾ a rappelé les résultats du calcul surtout dans le cas où la pénétration est faible. Ces mêmes calculs ont été faits avec l'intention de les appliquer à des gaz ionisés dont on suppose la conductibilité analogue à celle d'un métal, par sir J. J. Thomson ⁽³⁾ et J. Kunz ⁽⁴⁾ dans leurs mémoires sur la décharge sans électrodes. Je reprendrai ici ces calculs pour les appliquer plus directement au cas qui nous intéresse : corps de faible conductibilité avec une pénétration de l'ordre du rayon du cylindre conducteur ; calcul du champ électrique aux divers points du tube, des courants induits et de la puissance dépensée par unité de longueur.

Calcul dans le cas général. — Reprenons notre cylindre conducteur de conductibilité γ , de rayon r , placé à l'intérieur d'un solénoïde produisant un champ magnétique uniforme d'amplitude A et de pulsation ω , les deux axes étant confondus. Les variations du flux magnétique à travers une section du conducteur vont produire un champ électrique induit de symétrie circulaire, et des courants induits dans la masse du conducteur. Réciproquement ces courants réagissent sur les variations du flux d'induction en les atténuant. Il en résulte une répartition particulière du champ qui est calculable. Nous allons indiquer les résultats du calcul dans le cas général et dans deux cas extrêmes, pénétration très grande et pénétration très petite devant le rayon du conducteur. Les équations générales donnant le

⁽¹⁾ J. O. STRUTT, *Ann. de Physik*, 82 (1924), p. 605.

⁽²⁾ G. RIBAUD, *Journal de Physique*, 3 (1932), p. 537.

⁽³⁾ J. J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 4 (1927), p. 1128.

⁽⁴⁾ J. KUNZ, *Phil. Mag.*, 13 (1932), p. 964.

champ magnétique h et le champ électrique e en un point à la distance ρ de l'axe, s'écrivent :

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 h}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial \rho} = 4\pi\gamma \frac{\partial h}{\partial t} \\ e = -\frac{1}{4\pi\gamma} \frac{\partial h}{\partial \rho} \end{cases}$$

si h et e sont des fonctions sinusoïdales du temps, et que nous posions :

$$\begin{aligned} h &= H e^{i\omega t} \\ e &= E e^{i\omega t} \end{aligned}$$

les équations en H et E sont :

$$(2) \quad \begin{cases} \frac{d^2 H}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH}{d\rho} - 4\pi\gamma i\omega H = 0 \\ E = -\frac{1}{4\pi\gamma} \frac{dH}{d\rho} \end{cases}$$

La première des équations (2) est d'un type classique. L'intégrale générale est la somme de deux fonctions, l'une finie sur l'axe, l'autre infinie.

Ici, le champ magnétique reste fini sur l'axe, et l'intégrale se réduit à la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0 :

$$H = C J_0(\sqrt{4\pi\gamma\omega\rho}\sqrt{-i})$$

la constante C étant déterminée par les conditions aux limites : le champ H est égal au champ appliqué Λ pour $\rho = r$, ce qui donne :

$$H = \frac{J_0(\sqrt{4\pi\gamma\omega\rho}\sqrt{-i})}{J_0(4\pi\gamma\omega r\sqrt{-i})} \Lambda.$$

Posons pour simplifier l'écriture :

$$\begin{aligned} \rho\sqrt{4\pi\gamma\omega} &= q, \\ r\sqrt{4\pi\gamma\omega} &= Q, \end{aligned}$$

le facteur $\sqrt{4\pi\gamma\omega}$ joue ici un rôle comparable à celui du facteur $\sqrt{2\pi\gamma\omega}$ dans le problème plan ; si nous appelons p la

pénétration de Lord Kelvin, les rapports $\frac{q}{\rho}$ et $\frac{Q}{r}$ s'écrivent ici :

$$\frac{q}{\rho} = \frac{Q}{r} = \sqrt{4\pi\gamma\omega} = \frac{\sqrt{2}}{\rho}.$$

Le champ magnétique s'écrit alors :

$$h = A \frac{J_0(q\sqrt{-i})}{J_0(Q\sqrt{-i})} e^{i\omega t}.$$

Le champ électrique se calcule aisément par les équations (2) et s'exprime à l'aide de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1.

On a en effet :

$$\frac{dJ_0(x)}{dx} = -J_1(x),$$

ce qui donne :

$$e = -A \sqrt{\frac{\omega}{4\pi\gamma}} \frac{\sqrt{-i} J_1(q\sqrt{-i})}{J_0(Q\sqrt{-i})} e^{i\omega t}.$$

Les fonctions $J_0(q\sqrt{-i})$ et $-\sqrt{-i} J_1(q\sqrt{-i})$ ont été explicitées et calculées par Lord Kelvin dans son mémoire sur l'effet pelliculaire, il pose :

$$\begin{aligned} J_0(q\sqrt{-i}) &= \text{ber } q + i \text{bei } q \\ -\sqrt{-i} J_1(q\sqrt{-i}) &= \text{ber}' q + i \text{bei}' q \end{aligned}$$

les fonctions $\text{ber } q$ et $\text{bei } q$ et leurs dérivées $\text{ber}' q$ et $\text{bei}' q$ étant des fonctions réelles de la variable q dont les développements en séries entières s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{ber } q &= 1 - \frac{q^4}{2^2 \cdot 4^2} + \frac{q^8}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2} - \dots \\ \text{bei } q &= \frac{q^2}{2^2} - \frac{q^6}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} + \frac{q^{10}}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8^2 \cdot 10^2} - \dots \end{aligned}$$

et par suite :

$$\begin{aligned} \text{ber}' q &= \frac{q^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{q^7}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} \\ \text{bei}' q &= \frac{q}{2} - \frac{q^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} + \dots \end{aligned}$$

Les expressions de h et e s'écrivent alors :

$$h = A \frac{\text{ber } q + i \text{ bei } q}{\text{ber } Q + i \text{ bei } Q} e^{i\omega t}$$

$$e = A \sqrt{\frac{\omega}{4\pi\gamma}} \frac{\text{ber}' q + i \text{bei}' q}{\text{ber } Q + i \text{bei } Q} e^{i\omega t} = \frac{A\omega r}{2} \cdot \frac{2}{q} \frac{\text{ber}' q + i \text{bei}' q}{\text{ber } Q + i \text{bei } Q} e^{i\omega t}.$$

Cas où la pénétration est grande. — q et Q sont alors petits, les développements en série donnés plus haut permettent d'obtenir des expressions simples de h et de e en fonction des puissances de q et Q .

On trouve :

$$h = A \frac{1 + \dots + i \left(\frac{q^2}{4} - \frac{Q^2}{4} \right) + \dots}{1 + \frac{Q^4}{32}} e^{i\omega t};$$

$$e = \frac{A\omega r}{2} \frac{q}{Q} \frac{i + \dots + \frac{1}{4} \left(Q^2 - \frac{q^2}{2} \right), \dots}{1 + \frac{Q^4}{32}} e^{i\omega t}.$$

Indiquons deux valeurs intéressantes de h et de e :
au centre du conducteur $q = 0$:

$$h = A \frac{1 - i \frac{Q^2}{4}}{1 + \frac{Q^4}{32}} e^{i\omega t};$$

sur la surface ($q = Q$) :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \frac{i + \frac{Q^2}{8}}{1 + \frac{Q^4}{32}} e^{i\omega t}.$$

Cas où la pénétration est petite. — Si la pénétration est très petite par rapport au rayon, on peut considérer le problème comme plan ; si l'on désigne par z la distance du point où l'on calcule le champ à la surface du conducteur, on sait que le champ magnétique est donné par l'expression :

$$h = A e^{-\frac{z}{p}} \cos \left(\omega t - \frac{z}{p} \right) \quad (p : \text{pénétration}),$$

les équations de Maxwell donnent, pour le champ électrique :

$$\frac{\partial e}{\partial z} = \frac{\partial h}{\partial t},$$

ce qui permet d'écrire l'expression de e :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \frac{\sqrt{2}}{Q} e^{-\frac{z}{p}} \left[\sin \left(\omega t - \frac{z}{p} \right) - \cos \left(\omega t - \frac{z}{p} \right) \right].$$

Résultats. — *Champ électrique à l'intérieur du conducteur.* — L'expression générale du champ électrique induit par le champ magnétique $A \cos \omega t$ est :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \cdot \frac{2}{Q}$$

$$\frac{(\text{ber}' q \text{ber} Q + \text{bei}' q \text{bei} Q) \cos \omega t - (\text{bei}' q \text{ber} Q - \text{ber}' q \text{bei} Q) \sin \omega t}{\text{ber}^2 Q + \text{bei}^2 Q},$$

expression que nous pouvons écrire :

$$e = \frac{A\omega r}{2} (e_1 \cos \omega t - e_2 \sin \omega t) = -\frac{A\omega r}{2} E \sin (\omega t - \varphi).$$

Nous donnons ci-dessous les valeurs de e_1 , e_2 , et E pour diverses valeurs de Q , en différents points du conducteur définis par le rapport $x = \frac{q}{Q} = \frac{\rho}{r}$.

On trouve les valeurs :

pour $Q = 1$:

x :	0	0,2	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0
e_1	0	0,049	0,089	0,106	0,120	0,134	0,120
e_2	0	0,191	0,385	0,482	0,579	0,781	0,986
E	0	0,197	0,395	0,494	0,591	0,792	0,995

pour $Q = 3$:

x	0	1/6	1/3	1/2	2/3	5/6	1
e_1	0	0,084	0,17	0,255	0,34	0,37	0,36 (5)
e_2	0	0,01	0,002	0,044	0,13	0,28	0,50
E	0	0,084	0,17	0,26	0,36 (5)	0,46	0,62

pour $Q = 5$:

x	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1
e_1	0	0,047	0,0325	0,102	0,200	0,241
e_2	0	0,032	0,051	0,054	0,035	0,282
E	0	0,032	0,066 (7)	0,116	0,200	0,37

Pour $Q = 1$, le champ électrique est resté très voisin de ce qu'il est dans un isolant, pour $Q = 3$ il est sensiblement déformé tant en grandeur que dans ses variations, pour $Q = 5$ il commence déjà à se rapprocher de ce qu'il serait dans un conducteur plan.

Champ électrique sur la paroi du conducteur. — Il est donné par l'expression :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \cdot \frac{2}{Q} \frac{\text{ber}' Q + i \text{bei}' Q}{\text{ber} Q + i \text{bei} Q} e^{i\omega t},$$

soit en prenant la partie réelle :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \cdot \frac{2}{Q} \frac{(\text{ber}' Q \text{ber} Q + \text{bei}' Q \text{bei} Q) \cos \omega t - (\text{ber} Q \text{bei}' Q - \text{bei} Q \text{ber}' Q) \sin \omega t}{\text{ber}^2 Q + \text{bei}^2 Q}$$

que nous pouvons écrire :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \cdot (e_1 \cos \omega t - e_2 \sin \omega t);$$

l'amplitude du champ est :

$$E = \frac{A\omega r}{2} \cdot \frac{2}{Q} \frac{\text{ber}'^2 Q + \text{bei}'^2 Q}{\text{ber}^2 Q + \text{bei}^2 Q};$$

pour une faible pénétration, le champ électrique est :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \frac{\sqrt{2}}{Q} (\cos \omega t - \sin \omega t),$$

ce qui donne une amplitude :

$$E = \frac{A\omega r}{2} \cdot \frac{2}{Q} = \frac{A}{\sqrt{\pi 4\gamma\omega}} = \frac{A\omega p}{\sqrt{2}}.$$

Si au contraire la pénétration est grande, on trouve :

$$e = \frac{A\omega r}{2} \frac{\frac{Q^2}{8} \cos \omega t - \sin \omega t}{1 + \frac{Q^4}{32}}$$

et pour l'amplitude :

$$E = \frac{A\omega r}{2}.$$

Ces expressions donnent pour $Q = 0$ et Q infini, les limites des grandeurs e_1 , e_2 et E sur les parois du conducteur.

La limite commune pour Q infini des quantités e_1 et e_2 est $\frac{\sqrt{2}}{Q}$ et la limite de E , $\frac{2}{Q}$.

J'ai calculé les valeurs de e_1 , e_2 et E pour quelques valeurs de Q . Ces résultats sont indiqués dans le tableau suivant :

Q	0	0,5	1	1,5	2	2,5
e_1	0	0,0311	0,123	0,246	0,345	0,377
e_2	1	1,000	0,984	0,909	0,774	0,612
E	1	1,000	0,992	0,941	0,863	0,727
Q	3	4	4,5	5	6	
e_1	0,360	0,292	0,264	0,242	0,207	
e_2	0,499	0,356	0,316	0,285	0,237	
E	0,615	0,461	0,411	0,373	0,315	
$\frac{\sqrt{2}}{Q}$	0,472	0,354	0,314	0,283	0,236	
$\frac{2}{Q}$		0,50		0,40	0,333	

On voit que pour $Q = 6$, les grandeurs e_1 , e_2 et E , ne sont plus très loin de leur limite. Ainsi, on peut, si l'on veut étudier seulement l'ordre de grandeur d'un phénomène où intervient le champ électrique, considérer le corps comme isolant tant que la pénétration est égale à une fois et demie le rayon (Q voisin de 1), et même si la pénétration est égale au rayon ; au contraire, si la pénétration est de 4 fois le rayon, on approche des conditions où les résultats du problème plan sont applicables.

Puissance dépensée par unité de longueur du conducteur.

— J. O. Strutt calcule la puissance dépensée par unité de longueur du conducteur en prenant le flux du vecteur de Poynting à travers la paroi du conducteur. On trouve ainsi, comme valeur moyenne :

$$W = \frac{A^2 \omega r^2}{4} \frac{1}{Q} \frac{\text{ber } Q \text{ ber}' Q + \text{bei } Q \text{ bei}' Q}{\text{ber}^2 Q + \text{bei}^2 Q} ;$$

si la pénétration est faible, W devient :

$$W = \frac{A^2 \omega r^2}{4} \frac{1}{Q \sqrt{2}} = \frac{A^2 r}{8} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\gamma}}$$

et si la pénétration est grande :

$$W = \frac{A^2 \omega r^2}{4} \frac{Q^2}{16} = \frac{\pi}{16} \gamma A^2 \omega^2 r^4.$$

L'expression :

$$G = \frac{\text{ber } Q \text{ ber}' Q + \text{bei } Q \text{ bei}' Q}{\text{ber}^2 Q + \text{bei}^2 Q}$$

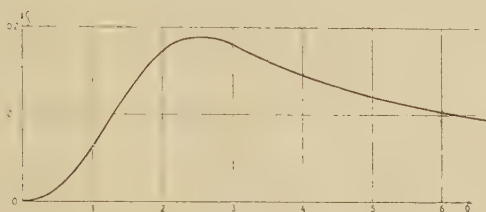


Fig. 11. — Puissance dépensée dans le conducteur.

$$\frac{G}{Q} = f(Q).$$

n'est autre que $\frac{Q}{2} e_1$. Elle a pour limites $\frac{1}{\sqrt{2}}$ quand Q croît indéfiniment et $\frac{Q^3}{16}$ quand Q tend vers 0. W s'écrit alors :

$$W = \frac{A^2 \omega r^2}{4} \cdot \frac{G}{Q}.$$

Donnons ci-dessous quelques valeurs de G et de $\frac{G}{Q}$ pour différentes valeurs de Q .

Q	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	
G	0	0,0078	0,062	0,184	0,345	0,471	0,540	
$\frac{G}{Q}$	0	0,0156	0,062	0,123	0,172	0,189	0,180	
Q	3,5	4	4,5	5	6	8	10	15
G	0,570	0,584	0,594	0,604	0,621	0,643	0,657	0,665
$\frac{G}{Q}$	0,163	0,146	0,132	0,121	0,103	0,080	0,066	0,044

pour $Q = 15$ nous sommes encore assez loin de la valeur limite 0,707. La courbe représentative de Q et $\frac{G}{Q}$ est donnée sur la figure 11. Une fonction proportionnelle à G a été calculée par Werner et Fischer ⁽¹⁾ dans leur mémoire sur le four à induction. La puissance dépensée dans le conducteur passe par un maximum pour une valeur de Q voisine de 2,5. Jusqu'à $Q = 1$, on peut appliquer avec une erreur inférieure à $\frac{1}{100}$ la formule valable pour les grandes pénétrations.

Courants dans le conducteur. — La densité de courant est donnée par la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \gamma \cdot \vec{e}$$

Calculons le courant total passant dans une longueur du conducteur égale à 1 cm ; ce courant est :

$$i = \int_0^r j d\rho$$

avec :

$$j = \gamma E = -\frac{1}{4\pi} \frac{dH}{d\rho}$$

ce qui donne en valeur absolue :

$$i = \frac{1}{4\pi} [H(r) - H(0)],$$

Le courant total peut être plus grand que le courant magnétisant. La densité de courant est maximum sur la paroi du conducteur, pour une grande pénétration, elle est en quadrature avec le courant magnétisant, son amplitude est :

$$j = \gamma \frac{A\omega r}{2},$$

(1) WERNER et FISCHER, Communication au *Kaiser Wilhelm Institut für eisenforschung*, 69 (1926), p. 153.

sa valeur moyenne est :

$$j_m = \gamma \frac{A\omega r}{4} ;$$

si la pénétration est petite ($Q > 6$), on peut écrire :

$$j = \gamma \frac{A\omega p}{\sqrt{2}} = \frac{A}{2} \sqrt{\frac{\gamma\omega}{\pi}}$$

pour les valeurs intermédiaires de Q , on peut calculer la densité de courant j à partir des valeurs de e .

Comparaison des deux composantes du champ électrique à l'intérieur du conducteur. — Nous avons vu que le champ « électrostatique » existant à l'intérieur du conducteur étudié, est, si γ est petit :

$$e = \frac{V}{l} ,$$

si γ est grand :

$$e = \frac{1}{\gamma} \frac{l}{r} \frac{1}{8\pi(R-r)} V\omega.$$

Le champ électrique dans le conducteur est la somme géométrique des deux composantes, « électrostatique » et « induite ». Il en est de même du courant en chaque point.

Si nous opérons sur des longueurs d'onde comprises entre 50 m. et 200 m., nous savons que le courant dû au déplacement des charges électrostatiques est indépendant de la conductibilité dès que γ est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} . Pour ce même domaine de longueur d'onde, l'effet pelliculaire sur les champs induits est absolument négligeable tant que $Q < 1$, soit, pour un rayon de 2 cm., tant que γ est nettement inférieur à l'unité.

Si donc nous plaçons dans un solénoïde un conducteur dont nous supposons que la conductibilité aille progressivement en croissant, nous verrons que :

pour $\gamma \ll 10^{-5}$ le champ électrostatique à l'intérieur du conducteur est le même qu'en l'absence du conducteur. Il en

est de même pour le champ induit ; le champ électrique se réduit pratiquement au champ électrostatique.

Pour $10^{-4} < \gamma < 1$ le courant longitudinal (dû au champ électrostatique) est indépendant de la conductibilité ; la composante électrostatique décroît comme $\frac{1}{\gamma}$ tandis que la composante induite reste constante.

Pour $\gamma \gg 1$, la composante électrostatique continue à décroître comme $\frac{1}{\gamma}$, tandis que la composante induite décroît comme $\frac{1}{Q}$, c'est-à-dire $\frac{1}{\sqrt{\gamma}}$.

Pour une certaine valeur de γ , la composante électrostatique doit devenir plus petite que la composante induite ; elle est ensuite d'autant plus petite que γ est plus grand. La remarque s'applique naturellement aux vecteurs densité de courant.

Il peut être intéressant de rechercher pour quelle valeur de la conductibilité, les deux composantes sont égales. Pour ne pas donner une valeur différente pour chaque point du conducteur, nous allons chercher pour quelle valeur de γ la densité moyenne de courant longitudinal au milieu du conducteur est égale à la valeur moyenne de la densité de courant induit dans une section transversale. Ces deux moyennes j_e et j_i ont pour valeur :

$$j_e = \frac{1}{8\pi} \frac{l}{r} \frac{V\omega}{(R-r)},$$

et :

$$j_i = \gamma \frac{A\omega r}{4},$$

en supposant l'effet pelliculaire négligeable.

Nous pouvons caractériser l'enroulement par le rapport g entre le champ induit à la distance unité de l'axe et la différence de potentiel V à ces bornes ; on a alors :

$$j_i = \gamma \frac{gVr}{2}.$$

La conductibilité pour laquelle ces deux quantités sont égales est, en unités pratiques :

$$\gamma_c = \frac{1}{g} \cdot \frac{1}{4\pi} \frac{l\omega}{r(R-r)} \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}.$$

Pour donner un ordre de grandeur, prenons un exemple tiré d'un des cas que nous rencontrerons plus loin :

$$g = \frac{1}{1000} \quad l = 10 \quad r = 2 \quad R = 3,3 \quad \omega = 2 \cdot 10^7$$

on trouve :

$$\gamma = \frac{1}{300} \quad j_i = j_e = 3ma/\text{cm}^2 \text{ pour } V = 1000.$$

Dans le cas que nous étudions cette conductibilité critique est comprise dans le domaine où l'effet pelliculaire est négligeable :

Nous pouvons en conclure que :

Pour $\gamma \ll \frac{1}{300}$ les courants passant dans le conducteur ne sont dus pratiquement qu'aux effets de capacité.

Pour $\gamma \gg \frac{1}{300}$, les courants se réduisent pratiquement aux courants induits.

L'expression de γ_c montre que pour un même enroulement, γ_c croît avec ω ; γ_c passe par un minimum pour $r = \frac{2R}{3}$; la conductibilité critique est grande, soit que le conducteur soit très près de l'enroulement, soit qu'il soit tout petit.

Pour des enroulements différents agissant sur un même conducteur, il faut faire intervenir le nombre g ; pour une même valeur de g , γ_c est d'autant plus grand que R est plus voisin de r ; pour la même valeur de R , γ_c varie comme $\frac{1}{g}$.

CHAPITRE III

Définition des conditions électromagnétiques accompagnant la décharge.

Des mesures électromagnétiques ont été faites par M. L. Braun ⁽¹⁾ sur différents gaz, d'une part, et H. Smith W. A. Lynch et N. Hilbery ⁽²⁾, sur le mercure d'autre part. M. L. Braun a opéré ainsi que je l'ai déjà dit, en excitant un tube placé au centre d'une bobine plate enroulée en spirale. Il s'est borné à mesurer les courants d'apparition et de disparition de la décharge pour diverses pressions du gaz et pour diverses fréquences, la même bobine servant de self dans les divers circuits oscillants employés, mais il ne donne pas la valeur de la self de la bobine, ni le champ qu'elle peut produire en son axe pour un courant donné. D'après la description du montage, le centre de la bobine enroulée en spirale suit les variations du potentiel de plaque et semble être à un potentiel variable. Dans ces conditions le tube à décharge est placé dans le champ « électrostatique » variable existant entre la bobine et le sol. D'après les résultats que je développe plus loin, ce champ électrique, qui n'est pas prévu ici, semble être le facteur essentiel dans l'allumage de la décharge.

Dans leur mémoire, les autres auteurs donnent les constantes des bobines employées et en déduisent les valeurs du champ électrique induit nécessaire à l'amorçage de la

(1) M. L. BRAUN, *Phys. Rev.*, **36** (1930). p. 1195.

(2) H. SMITH, W. A. LYNCH et N. HILBERY., *Phys. Rev.*, **37** (1931), p. 1091.

décharge. Ils ont mesuré les courants d'amorçage de deux régimes d'illumination, « bright glow » et « dull glow », signalant que la mesure du courant d'amorçage du régime de grande brillance donne des résultats beaucoup plus cohérents que ceux du premier régime.

Mesures électromagnétiques. — Les grandeurs électromagnétiques intéressantes *a priori* sont :

- a) La fréquence, ou la pulsation ω du courant ;
- b) La différence de potentiel V aux bornes du circuit oscillant ;
- c) Le champ induit e en un point à l'intérieur du solénoïde ; nous calculerons généralement le champ sur la paroi du tube à décharge ;
- d) La puissance dépensée dans le tube à décharge.

Il faut, naturellement, préciser aussi les dimensions géométriques du tube et de l'enroulement ainsi que la self de ce dernier.

Mesure de la fréquence. — J'emploie un ondemètre à résonance de la « Précision électrique » étalonné au Laboratoire national de radioélectricité. La puissance de l'oscillateur est assez grande pour que les mesures puissent être faites avec un couplage très faible ; l'ondemètre ne réagit pas sur l'oscillateur. En faisant des moyennes sur les lectures, on arrive à une précision relative de quelques millièmes.

Mesure de la self. — L'ondemètre décrit ci-dessus peut servir à la mesure des selfs et des capacités ; pour une self, on cherche la résonance sur une fréquence connue à l'aide du condensateur variable (étalonné) de l'ondemètre. Les selfs sont mesurées à une précision de $1/100^e$ environ.

Mesure de V . — Elle est faite avec un voltmètre électrostatique Abraham-Villard petit modèle, sur la sensibilité 6 000 volts. Le voltmètre a été préalablement étalonné en courant continu par comparaison avec un milliampèremètre

en série avec une résistance de 4 mégohms. Comme la sensibilité de l'appareil décroît très vite avec la différence de potentiel, j'ai prolongé les mesures vers le bas de l'échelle en couplant le circuit oscillant avec un circuit auxiliaire formé d'un ampèremètre thermique et d'une boucle de fil, de façon que l'ampèremètre soit au bout de sa graduation pour la valeur maximum de V à mesurer (fig. 12). J'ai utilisé dans quelques mesures un ampèremètre à deux sensibilités, avec un interrupteur permettant le passage

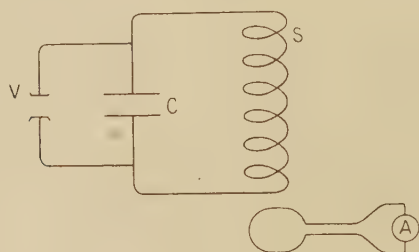


Fig. 12. — Mesure de V .

V voltmètre Abraham-Villard ;
 A ampèremètre thermique.

d'une sensibilité à l'autre. Les deux graduations ont été étalonnées l'une par rapport à l'autre pour chaque fréquence, et la graduation la moins sensible étalonnée par rapport au voltmètre. Ce montage permet de faire des mesures jusqu'à 500 volts environ. Le défaut de l'ampèremètre thermique est d'allonger les mesures, l'équilibre thermique n'étant atteint qu'au bout de quelques secondes. Cet ennui est important aux grandes puissances où le tube s'échauffe rapidement.

Le voltmètre Abraham-Villard supporte bien l'emploi en haute fréquence : la partie mobile du voltmètre est reliée à la partie fixe par quatre rubans métalliques pouvant supporter des courants notables. L'appareil comporte en outre un anneau de garde dont la capacité par rapport à la partie

mobile est beaucoup plus grande que la capacité même de cette dernière. Aussi le courant passe-t-il en grande partie par capacité. La capacité du voltmètre, même sur sa plus grande sensibilité est faible, de l'ordre de 30 cm. Cela représente un courant de 10 ampères pour 6 000 volts et 30 m. de longueur d'onde.

Mesure du champ électrique induit à l'intérieur d'une bobine. — Le champ électrique induit peut être mesuré, soit directement, soit par l'intermédiaire du champ magnétique. C'est ce procédé que j'ai choisi en mesurant successivement :

1° La différence de potentiel efficace V aux bornes de la bobine ;

2° La self L de la bobine ;

3° La pulsation ω du courant alternatif ;

4° Le rapport g entre le champ magnétique A à l'intérieur de la self et le courant i dans la bobine.

On sait, en effet, que le champ électrique e est :

$$e = \frac{A\omega r}{2},$$

mais :

$$i = \frac{V}{L\omega},$$

ce qui donne :

$$e = g \frac{V}{L} \frac{r}{2}.$$

La pulsation ω a disparu dans l'expression de e : le rapport du champ électrique induit à la différence de potentiel V est indépendant de la fréquence pour un enroulement donné — tant qu'on n'approche pas de la fréquence propre de l'enroulement — d'où l'intérêt de l'emploi d'une même bobine à diverses fréquences.

Comme V et L sont mesurés d'autre part, la mesure de e se ramène donc à la mesure ou au calcul du nombre g . J'ai

fait le calcul pour chacune des bobines que j'ai employées. Le nombre de spires étant petit, il est très rapide et très simple.

Cas où le solénoïde oscille au voisinage de sa fréquence propre. — Dans le cas où la bobine est associée à un condensateur dont la capacité serait de l'ordre de la capacité répartie, la méthode ci-dessus ne donne plus la valeur absolue du courant.

Pour ces cas limites, j'ai mis au point ⁽¹⁾ un procédé de mesure du champ magnétique qui m'a été suggéré par M. Abraham, consistant à mesurer l'élévation de température d'un conducteur cylindrique placé dans le champ ; la mesure est particulièrement simple si l'on prend comme conducteur le mercure du réservoir d'un thermomètre, l'expérience revient à mesurer sa vitesse d'échauffement. Cette mesure est une mesure calorimétrique ; afin de pouvoir évaluer la chaleur absorbée par l'enveloppe thermométrique, l'enveloppe du réservoir doit être très mince, mais alors les pertes par convection augmentent beaucoup ; cela m'a conduit à placer le réservoir du thermomètre dans une enceinte bien vidée. Les pertes deviennent alors assez faibles pour donner lieu à une correction mesurable. Pour les diminuer davantage, il est bon d'opérer sur un petit intervalle de température, de l'ordre de quelques degrés ; il faut alors mesurer avec précision l'intervalle de temps entre les passages du mercure en deux points de la colonne. Pour cette mesure, on soude à la colonne deux contacts en platine et on opère par inscription graphique. Les contacts ne doivent débiter que très peu de courant ; on peut les faire intervenir sur la grille négative d'une lampe ; il faut aussi éviter les courants induits de haute fréquence qui peuvent se produire au voisinage d'une bobine parcourue par un courant haute

(1) F. ESCLANGON, *Comptes rendus* 193 (1931), p. 577).

fréquence intense, et pour cela placer de fortes résistances en série sur les contacts.

Ce procédé de mesure ne peut avoir que la précision des mesures calorimétriques ; on peut obtenir aisément une précision de 5 o/o en valeur absolue. Une précision plus grande peut être obtenue si l'on consent à prendre à l'oscillateur une énergie de quelques dizaines de watts avec un gros réservoir à mercure, mais cela risque de troubler le fonctionnement des oscillateurs de faible puissance.

Je n'insiste pas sur ce montage car je ne l'ai pas utilisé dans les mesures que je décrirai plus loin. Je me réserve de l'employer plus tard pour compléter cette étude par des mesures sur les ondes très courtes.

Mesure de la puissance dépensée dans le tube à décharge.

— La puissance dépensée dans le tube pour un état d'excitation donne, d'une part, la puissance disponible minima que doit fournir l'oscillateur, et permet, d'autre part, de calculer la conductibilité du gaz dans les conditions d'excitation utilisées.

La méthode qui peut paraître *a priori* la plus simple consisterait à mesurer la résistance en haute fréquence du circuit oscillant en l'absence et en présence du tube. Mais la résistance introduite par le tube à décharge dépend de l'état d'excitation. Il faut donc pouvoir faire la mesure de la résistance avec un courant donné dans l'oscillateur. Cette condition élimine la possibilité de construire la courbe de résonance du circuit afin d'en déterminer l'amortissement.

J'ai essayé de considérer le circuit oscillant comme un circuit bouchon, la partie alternative du courant plaque jouant le rôle du courant alternatif traversant le circuit bouchon ; dans ces conditions, le circuit bouchon joue le rôle d'une résistance pure égale à $\frac{L}{CR}$, R désignant la résistance du circuit oscillant. Si V est la différence de potentiel efficace

aux bornes du circuit bouchon et i l'intensité efficace de la composante fondamentale du courant alternatif de plaque, on a alors :

$$V = i \frac{L}{RC}.$$

Les mesures de V et de i donnent ainsi R .

La difficulté est de connaître exactement i dans un montage à ondes courtes. Il est facile de séparer les composantes con-

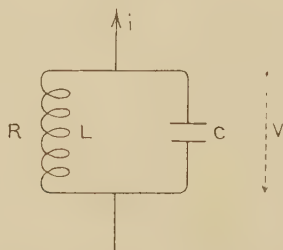


Fig. 13. — Circuit bouchon.

$$V = i \frac{L}{RC}.$$

tinues et alternatives du courant plaque en plaçant un condensateur dans le circuit. Dans les montages que j'ai utilisés, cette séparation est toujours faite, le courant alternatif passe seul entre le point A et le condensateur de blocage B (fig. 14).

Mais dans les conducteurs compris entre A et le circuit oscillant, il passe d'autres courants haute fréquence que la composante alternative de plaque, courants dus à des capacités parasites sur le circuit oscillant.

Entre la prise H de courant de grille et le circuit oscillant, il passe le courant de capacité grille-plaque; entre le point A et le point H, il passe le courant alternatif de grille (qui peut être petit) et le courant de capacité de l'ensemble du circuit oscillant par rapport à la terre. Ce courant devient de plus en plus grand à mesure que la longueur d'onde décroît. En

pratique, avec des longueurs d'onde inférieures à 100 m., le courant est minimum entre A et H ; il est de l'ordre de plusieurs ampères tandis que le courant continu de plaque n'atteint pas 1 ampère.

Un montage *a priori* plus correct aurait consisté à commander l'oscillateur principal par un oscillateur auxiliaire à lampe écran agissant sur une grille fortement négative, la caractéristique d'oscillation restant toujours sur les parties rectilignes des caractéristiques. L'excitation de grille étant maintenue constante, on aurait alors une relation

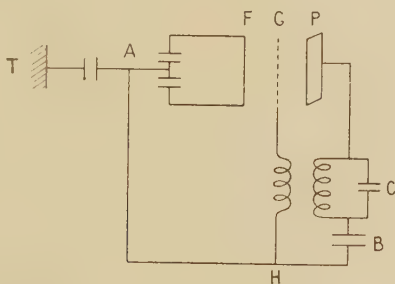


Fig. 14. — Schéma du montage.

simple entre le courant et la résistance du circuit oscillant. Toutefois, il faudrait supposer que l'allumage du tube ne produit pas de variation de fréquence dans le circuit oscillant. Cette condition n'est pas remplie rigoureusement ; bien que les variations de fréquence soient minimales, elles peuvent troubler l'accord de ces oscillateurs.

J'ai préféré étudier les conditions d'oscillation d'un circuit oscillant avec un couplage déterminé de grille quand on le couple à un circuit absorbant une puissance connue, ou quand on augmente la résistance d'une quantité fixe. Pour produire une différence de potentiel donnée aux bornes du circuit oscillant, il faut fournir à la lampe triode une puissance qui dépend de la résistance du circuit oscillant, toutes choses

égales d'ailleurs. Il est à remarquer que si le courant de chauffage du filament est assez grand, de petites variations de chauffage ne changent pas la puissance dépensée dans la lampe, ni la différence de potentiel aux bornes du circuit; on n'a donc pas à en tenir compte.

Pour un circuit déterminé, j'ai noté les valeurs du courant plaque, de la tension plaque, de la puissance dépensée en fonction de la différence de potentiel efficace V aux bornes du circuit oscillant. J'ai tracé ensuite les mêmes courbes en augmentant la résistance du circuit; cette augmentation est réalisée en couplant au circuit principal un circuit compre-

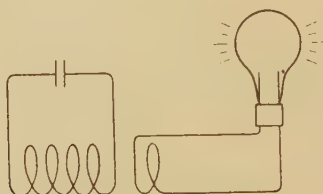


Fig. 15. — Mesure de la puissance par absorption avec une lampe d'éclairage.

nant un fin ruban de nichrome plongé dans l'eau pour le maintenir à température constante. En changeant le couplage des deux circuits, on fait varier la résistance du circuit oscillant. On obtient ainsi les courbes de puissance dépensée dans la lampe pour certaines valeurs de la résistance du circuit oscillant.

Pour évaluer en valeur absolue la grandeur de l'énergie dépensée dans le circuit auxiliaire, j'ai absorbé de l'énergie dans un circuit de quelques spires fermé sur une lampe à incandescence de puissance connue, dont l'intensité lumineuse était comparée à celle d'une lampe identique montée sur le secteur. Ces lampes du type demi-watt, de 300, 500 et 1 000 watts ont une intensité lumineuse qui varie très vite avec la puissance dépensée dans la lampe, ce qui permet de

faire la mesure avec une certaine précision. On peut tracer ainsi des courbes indiquant la puissance dépensée dans la triode pour une absorption de 500 watts, par exemple, en fonction de la différence de potentiel aux bornes du circuit oscillant.

Les deux réseaux de courbe ainsi tracés, à puissance absorbée constante et à résistance constante se complètent et se vérifient l'un l'autre. On peut en déduire la puissance dépensée dans un circuit extérieur ou dans un tube à décharge, en notant la différence de potentiel aux bornes du circuit et la puissance dépensée dans la lampe.

Ce procédé de mesure de la puissance absorbée ne prétend pas à la précision, mais il est susceptible de donner un ordre de grandeur de la puissance absorbée dans les tubes.

La puissance dépensée dans le circuit permet de connaître la résistance R introduite par le tube à décharge, et la résistance r du circuit bouchon correspondant. Ces grandeurs sont intéressantes pour la connaissance des conditions d'oscillation du circuit.

Caractéristiques des enroulements employés. — J'ai voulu étudier les variations des conditions électromagnétiques d'allumage et de disparition du deuxième régime d'illumination avec la forme des solénoïdes inducteurs et avec le diamètre des tubes à décharge.

J'ai employé 5 solénoïdes inducteurs tous construits en fil de cuivre de 3 mm. de diamètre dont je donne ci-dessous les caractéristiques.

Désignation du solénoïde.	A	B	B'	C	D
Nombre de spires	13	10	10	13	6
Longueur du solénoïde.	16 cm.	10,5 cm.	11,5 cm.	13,5 cm.	11,5 cm.
Diamètre intérieur d'une spire	91 mm.	75 mm.	75 mm.	67 mm.	75 mm.

Champ magné-
tique (en gauss)
au centre sur

l'axe pour

i amp. . .	0,9	0,9	0,86	1,07	0,58
Self. en henrys.	8,0	4,7	4,62	5,4	3,85

Champ électri-
que induit
maximum à
14 m. de l'axe
pour V volts

efficaces .	$1,12 \frac{V}{1\ 000}$	$1,9 \frac{V}{1\ 000}$	$1,85 \frac{V}{1\ 000}$	$1,9 \frac{V}{1\ 000}$	$1,48 \frac{V}{1\ 000}$
-------------	-------------------------	------------------------	-------------------------	------------------------	-------------------------

Champ électri-
que à 20 m. 5

de l'axe. .	$1,64 \frac{V}{1\ 000}$	$2,8 \frac{V}{1\ 000}$	$2,7 \frac{V}{1\ 000}$	$2,8 \frac{V}{1\ 000}$	$2,18 \frac{V}{1\ 000}$
-------------	-------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	-------------------------

Longueurs

d'onde utilisées	94 m.	72,50	61	61 m.	59,30
		90	92	72,50	
		163		90,20	
				93 m.	
				107 m.	

Les enroulements B et B' diffèrent très peu l'un de l'autre, les enroulements B et D ont la même forme extérieure, mais le champ induit est beaucoup plus petit dans D que dans B pour la même différence de potentiel aux bornes. B et C ont la même longueur, ils ont le même rapport entre le champ induit et la différence de potentiel efficace V aux bornes, mais leur diamètre est différent.

L'emploi d'une même self à diverses fréquences donne lieu aux remarques suivantes :

pour une même différence de potentiel V aux bornes, le champ électrique à l'intérieur du solénoïde est indépendant de la fréquence, tant qu'on est loin de la période propre de l'enroulement ;

pour une même valeur de V, les courants dus au champ électrique sont proportionnels à la fréquence. Cette remarque est commode dans la discussion des résultats.

Tubes à décharge. — J'ai étudié la décharge dans l'oxygène dans deux tubes différents, l'un P de 28 mm. de diamètre intérieur et 10 cm. de longueur, l'autre G de 41 mm. de dia-

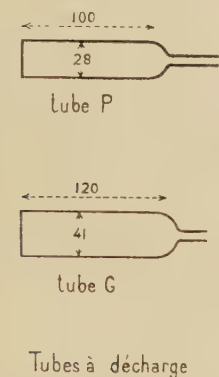


Fig. 16.

mètre intérieur et 12 cm. de longueur, fermés tous deux par une fenêtre plane de quartz, et reliés de l'autre côté à la canalisation à vide par un raccord quartz-pyrex soudé.

Autres appareils utilisés. — En dehors des enroulements et des tubes décrits ci-dessus, j'ai utilisé toute une variété d'enroulements et de tubes destinés à des expériences qualitatives ou à la spectroscopie. Comme ils n'ont pas servi aux mesures, ils ne seront pas décrits ici.

Réglage de l'excitation des tubes à décharge. — Dans toutes mes expériences, j'ai fait varier l'excitation du tube en enfonçant ou retirant le noyau de fer d'une self placée sur le primaire du transformateur d'alimentation de l'anode de la lampe, et en laissant les autres paramètres fixes : chauffage de la lampe, couplage grille plaque, tension de la batterie négative de grille et résistance filament grille.

Je précise immédiatement que l'augmentation ou la diminution de l'excitation — expressions que j'emploierai couramment par la suite — ont comme sens précis la diminution ou l'augmentation de l'impédance en série avec le primaire du transformateur d'alimentation de la plaque de la triode. Afin de préciser les conditions de production et d'observation de la décharge, je vais discuter immédiatement des conditions d'oscillation d'un circuit auto-entretenu dont la résistance varie avec la différence de potentiel entre ses bornes.

Oscillations dans un circuit entretenu de résistance variable. — Si nous appelons :

$$r = \frac{L}{CR}$$

la résistance apparente du circuit oscillant, nous savons que la condition d'entretien des oscillations d'un système entretenu est :

$$-M > \frac{L}{k} \left(1 + \frac{\rho}{r} \right).$$

ρ , résistance interne de la lampe.

k , coefficient d'amplification.

M , coefficient d'induction mutuelle entre les circuits de grille et de plaque.

L , self du circuit oscillant.

C , capacité du circuit oscillant.

R , résistance en haute fréquence du circuit oscillant, définie comme le rapport de la puissance dépensée dans le circuit au carré de l'intensité efficace qui le traverse.

Si cette condition est réalisée, nous obtenons des oscillations dans le circuit. Il se trouve que, dans les expériences que nous allons discuter, la résistance r est telle que l'amplitude de la variation de potentiel de plaque est inférieure à la tension d'anode. Si le couplage est assez fort pour que

le courant plaque s'annule à chaque alternance on peut en conclure que, assez grossièrement, le fondamental de la composante alternative de plaque a pour amplitude la valeur du courant continu de plaque (cette approximation, si elle est suffisante pour nous permettre une discussion à peu près correcte des conditions d'oscillation, m'a paru être insuffisante pour servir à la mesure de la puissance dépensée dans le circuit). Etant donné, d'autre part, le mode de réglage de l'excitation, l'impédance de la self dans le circuit étant

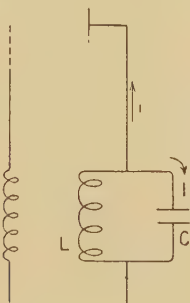


Fig. 17.

souvent supérieure à celle du primaire du transformateur, on peut admettre — ce que l'expérience confirme — que pour une position de la self de réglage et un circuit oscillant donnés, le courant plaque dépend assez peu de l'état de la décharge. Dans ces conditions, on peut admettre que le paramètre qui détermine « l'excitation » du tube est la composante alternative i au courant de plaque.

Cela nous donne immédiatement l'amplitude de la différence de potentiel V aux bornes du circuit oscillant :

$$V = ri = i \frac{L}{CR} .$$

Mais le terme R est la somme d'un terme constant (résistance propre du circuit oscillant) et d'un terme correspondant à

l'énergie consommée par le tube à décharge. R est donc une fonction (peut-être multiforme) de V .

Si, dans un plan, nous prenons deux axes de coordonnées en R et V , pour un courant donné de plaque i , les états possibles d'oscillation du circuit seront représentés par la courbe :

$$V = i \frac{L}{CR}$$

et l'ensemble des états possibles pour différentes valeurs de i par un faisceau d'hyperboles équilatères, les plus éloignées

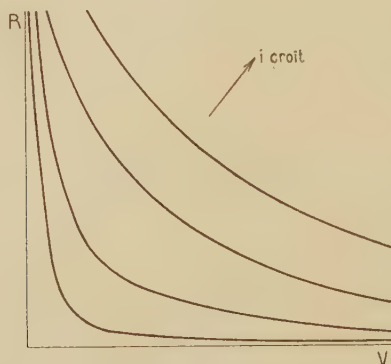


Fig. 18. — Courbes d'oscillation d'un circuit à « excitation » constante.

de l'origine étant celles pour lesquelles i est le plus grand.

Connaissant la courbe $R = f(V)$, ce réseau de courbes nous permettra de prévoir pour chaque valeur de i , le potentiel V aux bornes du circuit oscillant.

Si la courbe $R = f(V)$ est une courbe telle que la courbe (1) sur la figure 19, qui ne coupe chacune des courbes $i = Cte$ qu'en un point, à l'accroissement continu et progressif de i correspondra une évolution continue de V .

Si la courbe est du type de la courbe (2), ne coupant chaque hyperbole qu'en un seul point, mais possédant deux tan-

gentes verticales, V aura une évolution continue, mais passera par un maximum, décroîtra, passera par un minimum et augmentera ensuite. Dans un certain domaine, l'augmen-

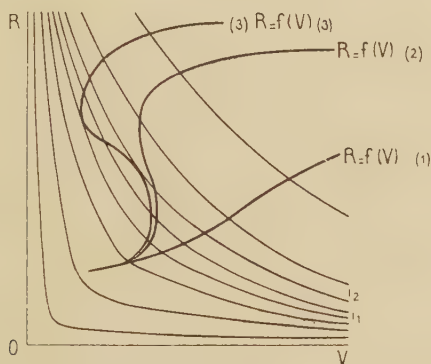


Fig. 19. — Conditions d'oscillation d'un circuit à résistance variable.

tation de « l'excitation » se traduira par une diminution du courant.

Si la courbe, du type (3) coupe certaines hyperboles en

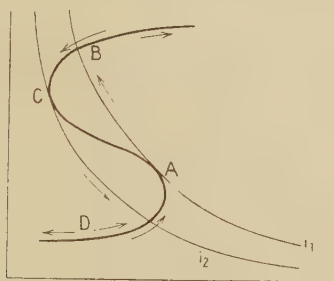


Fig. 20. — Discontinuités des conditions d'oscillation d'un circuit.

trois points, il y a une discontinuité. Quand le courant i arrive à la valeur i_1 (fig. 20) et qu'on lui donne une

nouvelle augmentation, le point représentatif saute brusquement de A en B. Quand on diminue l'excitation au contraire, le point représentatif arrive en C d'où il saute brusquement en D.

Ainsi, suivant l'allure de la courbure $R = f(V)$, nous pourrons avoir, soit une simple augmentation de V, soit passage de V par un maximum et un minimum, soit enfin une double discontinuité pour des valeurs de i et de V différentes pour des excitations croissante ou décroissante.

Tout ce qui précède suppose remplie la condition d'entretien des oscillations :

$$-M > \frac{L}{k} \left(1 + \frac{\rho}{r} \right)$$

si R prend une valeur trop grande, i peut devenir assez petit pour que la condition d'entretien ne soit plus remplie.

Nous verrons plus loin que r peut descendre, en présence d'un tube illuminé, à des valeurs assez basses, 2 000 ohms, et quelquefois moins. Comme la résistance interne de la lampe est de 4 000 ohms, on voit que le couplage minimum en présence du tube peut être trois fois plus grand qu'en son absence.

CHAPITRE IV

Observations générales sur la décharge à l'intérieur d'un solénoïde.

Décharge électrostatique et décharge induite.

Distinction entre deux régimes d'illumination. — Si l'on place au voisinage d'un circuit oscillant un tube contenant un gaz raréfié sous une pression de 1 mm. à $1/10^e$ de mm. de mercure, le tube s'illumine quand il se trouve auprès de conducteurs dont le potentiel est variable en haute fréquence. L'expérience est particulièrement commode quand on tient le tube à la main ; la capacité du corps de l'opérateur est suffisante pour que son potentiel soit fixe. On constate que le tube s'illumine quand on approche son extrémité libre de l'armature du condensateur à potentiel variable, ou de la plaque de la triode (en supposant le filament au sol). Une fois le tube illuminé, il reste allumé jusqu'à des distances assez grandes du circuit, de l'ordre de 50 cm. à 1 m. Mais le tube s'éteint immédiatement si on interpose entre lui et le circuit un conducteur quelconque mis au sol, par exemple la main libre de l'opérateur. L'expérience est particulièrement brillante et commode avec un tube renfermant de la vapeur d'iode qui s'illumine très facilement au voisinage d'un oscillateur en fonctionnement.

Si l'oscillateur possède une puissance suffisante, de l'ordre de quelques centaines de watts, on peut constater que l'allumage du tube ne produit aucune réaction sensible sur l'oscillateur. La puissance dépensée dans le tube est de l'ordre de quelques watts seulement ; la résistance supplémentaire provoquée par l'allumage est négligeable devant la résis-

tance du circuit oscillant. Dans cette expérience, nous sommes en présence de l'illumination d'un gaz raréfié par un champ électrique de haute fréquence, champ « électrostatique » presque pur existant entre le circuit à potentiel variable et la main de l'opérateur à potentiel fixe.

Si maintenant nous approchons ce tube de la self du circuit oscillant, que nous supposerons être une bobine cylindrique de quelques spires, nous voyons en général le tube s'allumer à une certaine distance des spires, alors que le champ électrostatique est seul notable. Si nous introduisons le tube à l'intérieur du solénoïde (en évitant soigneusement de toucher les spires avec les parois du tube, ce qui le crève assez souvent), divers phénomènes peuvent se produire.

Une première éventualité assez fréquente est qu'il ne se produit rien de nouveau ; c'est le cas des tubes dont la pression est notable (supérieure à 1 mm. de mercure, par exemple, cas d'un tube à iode rempli sous la pression de vapeur saturante) ; cela arrive aussi si le circuit est parcouru par un courant peu intense.

Une deuxième éventualité est une très forte augmentation de la brillance du tube accompagnée d'une forte perturbation du fonctionnement de l'oscillateur : le courant baisse de façon considérable (souvent de moitié). La résistance du circuit est fortement augmentée, en même temps que les parois du tube illuminé s'échauffent fortement.

Une troisième éventualité est, comme dans le deuxième cas, une forte augmentation de la brillance du tube, suivie presque immédiatement par une extinction presque complète du tube, suivie elle-même d'un nouvel allumage et d'une nouvelle extinction, et ainsi de suite. Le tube subit une série d'allumages et d'extinctions successifs qui, en général, se prolongent aussi longtemps que dure l'expérience.

Cet état d'instabilité peut être modifié, soit par aug-

mentation du courant dans l'oscillateur, soit par déplacement du tube par rapport à la bobine. Il arrive souvent que lors de l'introduction du tube dans le solénoïde, après que le tube se soit brillamment illuminé, la brillance passe par un maximum, puis décroisse et finalement que l'on arrive à l'état d'instabilité que je viens de décrire.

Afin de préciser les conditions d'apparition de cette illumination brillante, nous pouvons : soit laisser le courant constant dans l'oscillateur et faire varier la pression dans un tube placé à l'intérieur du solénoïde, soit faire varier le courant dans l'oscillateur tandis que la pression dans le tube reste fixe.

a). *Variation de la pression.* — Si l'on fait progressivement le vide dans un tube soumis à l'action du courant, on ne constate aucun phénomène jusqu'à des pressions de l'ordre de 2 à 3 mm. de mercure (pour les gaz polyatomiques). Aux environs de cette pression, naît une lueur diffuse assez faible, dont l'apparition ne produit en général aucune réaction sensible sur l'oscillateur.

La pression continuant à diminuer, la lueur dans le tube augmente quelque peu, et pour des pressions généralement comprises entre $1/10^6$ et 1 mm. de mercure, la lueur augmente brusquement, la brillance du tube croît dans le rapport de 1 à 100, tandis que le courant dans le circuit oscillant diminue ; la résistance apparente du circuit est accrue. Le tube consomme alors beaucoup d'énergie, émet de la lumière avec une grande intensité, et s'échauffe vite. Si le tube est en verre ou en pyrex, il arrive qu'il se ramollisse ; on peut percer des tubes en quartz par suite de leur échauffement excessif.

Si l'on continue à faire le vide, l'éclat du tube diminue, le courant augmente lentement. La lueur émise par le tube change quelquefois de couleur, le gaz illuminé ayant tendance à émettre des spectres d'excitation plus élevée à mesure que la pression décroît.

Enfin, pour une pression assez basse, il se produit une extinction complète, le courant remonte à sa valeur primitive, il subsiste quelquefois une fluorescence sur les parois du tube si les ondes sont assez courtes et l'excitation suffisamment puissante.

Si l'on fait rentrer du gaz après avoir fait le vide, les mêmes phénomènes se reproduisent en sens inverse, mais avec un léger retard. Pour une même excitation, la lueur brillante apparaît et disparaît pour des pressions plus élevées qu'au vidage.

b) *Variation du courant dans le circuit oscillant.* — Si nous faisons varier le courant dans un solénoïde entourant un tube où la pression du gaz est fixe, nous apercevrons d'abord une lueur assez faible ; cette lueur augmente quelque peu, et généralement il finit par apparaître brusquement la lueur brillante déjà décrite, accompagnée par une diminution notable de courant. Il arrive fréquemment que l'apparition de l'illumination intense soit accompagnée des phénomènes d'instabilité décrits plus haut.

Si l'on continue à augmenter l'excitation, on arrive rapidement à supprimer l'instabilité de l'illumination. En augmentant encore l'excitation la lueur croît, et le gaz a tendance à émettre un spectre d'excitation plus élevé ; par exemple, si le gaz émet tout d'abord son spectre de bandes on voit apparaître les raies d'arc, et même quelquefois les raies d'étincelle.

Si l'on diminue l'excitation, on repasse par les mêmes états que précédemment, mais la lueur brillante disparaît pour une valeur du courant bien inférieure à celle qui a provoqué son apparition. Il arrive que, tandis qu'on diminue l'excitation du gaz, le courant dans l'oscillateur remonte. On passe ensuite, assez fréquemment, par une zone d'instabilité analogue à celle que nous avons rencontrée, puis on retombe à la faible illumination du début, et enfin à l'ex-

tion complète, souvent pour des courants très faibles.

Cette description sommaire ne prétend pas rendre compte de toutes les particularités que l'on rencontre au cours de ces expériences. Je décrirai plus loin des phénomènes différents, mais qui se rattachent à l'un ou l'autre des modes d'illumination stable.

Ces expériences nous conduisent donc à admettre l'existence *de deux régimes d'illumination différents*, séparés généralement par une nette discontinuité accompagnée quelquefois d'une zone d'instabilité. Ces deux régimes sont caractérisés :

le premier, par sa faible brillance et par la petitesse de la puissance consommée ;

le deuxième, par une brillance beaucoup plus grande, et par une consommation de puissance considérable.

Le rapport entre les brillances de ces régimes peut atteindre 50 et même 100.

Ce changement de régime ne se produit que pour un domaine très étroit de pression, sauf pour les gaz monoatomiques et en particulier les gaz rares ; l'entretien de l'illumination brillante demande une énergie notable. Aussi, ce phénomène peut-il aisément passer inaperçu si l'on n'opère pas sur un large intervalle de pression et avec un oscillateur ayant une puissance disponible suffisante.

Ces deux régimes de décharge sans électrodes se sont produits avec plus ou moins de facilité sur tous les corps que j'ai utilisés : hélium, néon, argon et krypton, air, oxygène, hydrogène, vapeur d'eau, iode, brome ; et parmi les vapeurs métalliques, mercure, cadmium, zinc, sodium et même un sel métallique, le biiodure de mercure, avec des longueurs d'onde allant de 4 à 160 m. Le changement de régime s'est toujours trouvé accompagné d'une forte augmentation de la brillance, avec une absorption notable de puissance.

Ces deux régimes de décharge ont été signalés avant moi

par Mac Kinnon ⁽¹⁾ et C. T. Knipp ⁽²⁾, le premier ayant opéré sur l'iode et le second sur le mercure. Ils correspondent exactement à la « dull glow » et à la « bright glow » décrites de façon précise par Smith, Lynch et Hilbery ⁽³⁾.

Séparation de l'action des deux composantes du champ électrique dans l'illumination des gaz par les courants de haute fréquence. — Le mode d'obtention de chacun des régimes de décharge précédemment décrit semble indiquer que le premier régime est dû surtout à l'action du champ électrostatique, et l'intervention du champ induit est nécessaire à la formation du deuxième régime.

Je vais relater ici quelques expériences que j'ai faites en 1931 sous la direction de M. Abraham pour supprimer l'action de chacune des composantes au champ électrique. J'y ajouterai quelques remarques faites depuis, et je rappellerai des expériences analogues faites par d'autres auteurs sur la même question.

a) *Suppression du champ induit.* — Une première expérience consiste à réaliser un champ électrique identique au champ électrostatique existant à l'intérieur d'un solénoïde, mais en l'absence de champ induit. A toutes les spires d'une bobine B, on soude une spire non fermée égale à la spire elle-même; on constitue ainsi à côté du solénoïde B, une deuxième bobine B' (fig. 21) dont chaque spire est au potentiel d'une spire de B mais dont aucune n'est parcourue par un courant notable (il ne passe que les courants de capacité). Le champ électrostatique à l'intérieur de B' est alors identique au champ en B, mais le champ induit, s'il a encore une valeur notable (inférieure cependant à sa valeur au

(1) MAC KINNON, *Phil. Mag.*, 8 (1929), p. 605.

(2) C. T. KNIPP, *Phil. Rev.*, 37 (1931), p. 756.

(3) H. SMITH, W. A. LYNCH et N. HILBERY, *Phys. Rev.*, 37 (mai 1931), p. 1091.

voisinage des spires), ne produit qu'une f. é. m. d'induction négligeable à l'intérieur du tube. D'après ce que nous avons vu plus haut, il doit être compensé par l'apparition de charges libres sur les parois du tube.

La décharge dans un tube placé dans B' est la même que la décharge dans B, tant qu'on est au premier régime de décharge ; mais si l'excitation est suffisante pour produire la décharge brillante dans B, on n'obtient dans B' que la décharge peu lumineuse identique à celle du premier régime.

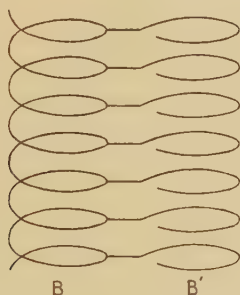


Fig. 21. — Réalisation en B' d'un champ électrostatique identique à celui de B en l'absence de champ induit.

G. D. Yarnold ⁽¹⁾ a repris ce dispositif et l'a expérimenté sur le néon afin de légitimer les vues de Townsend et Donaldson sur la décharge sans électrodes. Il a constaté, d'une part que la décharge présentait le même aspect et que ce soit l'une ou l'autre des bobines qui agisse, et d'autre part que les différences de potentiel pour lesquelles la décharge s'amorce et disparaît sont identiques pour B et B' aux erreurs d'expérience près. Cela confirme l'idée qu'il y a un régime de décharge où l'action du champ électrostatique est dominante, et que ce régime est celui de faible lumino-

(1) G. D. YARNOLD, *Phil Mag.*, **13** (1932), p. 1179.

sité. Pour obtenir le deuxième régime il faut un autre facteur.

b) *Suppression du champ électrostatique.* — On peut essayer au contraire de faire intervenir le champ induit seul en éliminant le champ électrostatique.

Un premier procédé qui a été utilisé par M. L. Braun pour l'étude de la décharge, bien que cet auteur n'ait pas cherché à séparer l'action de chacune des composantes du champ, consiste à employer des bobines plates enroulées en spirales que j'ai décrites plus haut.

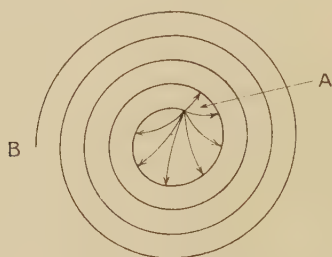


Fig. 22. — Champ électrostatique dans une bobine spirale.

Il est difficile de prévoir avec exactitude la structure du champ électrostatique; si nous ne tenons compte que du champ électrostatique alternatif, il y aura un champ intense entre les spires, et un champ moins intense partant de la spire centrale; il peut exister, et on pourra toujours faire intervenir, une ligne de force parcourant un diamètre de la spire centrale, la valeur du champ le long de cette ligne de force sera sensiblement $\frac{\pi}{2}$ fois celle du champ induit. Si le point A (fig. 22) n'est pas un point de la spire à potentiel constant, des lignes de force partiront de A vers les objets voisins dont le potentiel est fixe, et le champ au voisinage de A peut être intense.

Si l'on place dans la spire centrale un tube susceptible de

s'illuminer, on obtient en général l'illumination si le centre A de la bobine est à potentiel variable, et souvent rien si le point A est à potentiel fixe ⁽¹⁾ L'illumination présente le caractère du deuxième régime de décharge : grande brillance et forte consommation d'énergie.

Si le tube ne s'illumine pas (point A potentiel fixe), on peut l'illuminer faiblement en le plaçant transversalement aux spires de façon qu'il soit placé sous l'action du champ électrique ; il s'illumine brillamment quand on le replace dans l'axe de la bobine. On peut encore l'allumer en approchant de lui un tube allumé dans le voisinage par le champ électrique. L'expérience réussit très bien si le tube est en quartz.

Le tube s'allume aussi quand il est relié à une canalisation à vide qui passe dans une région de champ électrique alternatif intense. La canalisation s'illumine et l'illumination se propage rapidement jusqu'à l'intérieur du tube.

Je n'ai pas fait d'expériences quantitatives avec ces bobines, parce qu'elles se prêtent mal à la production de champs induits intenses. Les spires intérieures seules utiles, chauffent beaucoup, il faut braser tous les raccords. En outre, elles ont une énorme capacité répartie et n'oscillent bien qu'avec de grosses capacités aux bornes ; souvent elles provoquent l'amorçage d'oscillations très courtes sur les connexions entre le circuit oscillant et la lampe. Ces oscillations puissantes de courte longueur d'onde ont un rayonnement intense et provoquent des effets électro-magnétiques très brillants comme l'allumage de tubes à plusieurs mètres de l'oscillateur, mais elles sont funestes pour les connexions de la lampe soudées à travers le verre.

Un autre procédé pour soustraire le tube à l'action du

(1) D'après le schéma de montage donné par M. I. Braun, il semble que le centre de la bobine qu'il a employée soit à un potentiel variable.

champ électrostatique à l'intérieur du solénoïde, consiste à interposer un écran électrique entre la bobine et le tube. On peut prendre comme écran un cylindre métallique coupé suivant une génératrice pour éviter de fermer le circuit (fig. 23). J'ai constitué de tels écrans en collant des feuilles de papier d'étain sur un tube de verre que l'on peut glisser entre le tube et la bobine. Un autre écran a été fait d'une feuille de clinquant enroulée à l'intérieur d'un tube, la feuille ne faisant pas tout à fait le tour du tube.

Quand l'écran est interposé entre la bobine et le tube, le tube est à l'intérieur d'une cage de Faraday présentant une

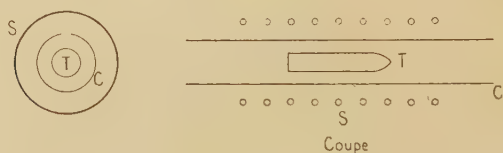


Fig. 23. — Ecran électrique supprimant le champ électrostatique à l'intérieur d'un solénoïde.

conductibilité largement suffisante pour supprimer tout champ électrique longitudinal. Les lignes de force du champ électrostatique se ferment en passant par l'écran. La présence de l'écran augmente la capacité répartie de la bobine, mais si la bobine est assez grande, la modification apportée au circuit peut être négligée.

Si l'on place un tube scellé à l'intérieur de l'écran, et que l'on essaie ensuite de provoquer la décharge, le tube ne s'illumine pas. Si les conditions expérimentales (courant, pression) sont telles que le tube s'allume en deuxième régime en l'absence de l'écran, l'illumination subsiste après interposition de l'écran. Si, en l'absence de l'écran, le tube est dans le premier régime de décharge, ou s'il est dans la zone d'instabilité, l'interposition de l'écran éteint la décharge.

Dans le cas d'un tube relié à une canalisation à vide, l'ex-

périence donne des résultats *a priori* moins cohérents. Cela tient à ce que, en général, la canalisation traverse des régions à champ électrostatique intense où elle s'illumine. L'ionisation produite à l'intérieur de la canalisation se propage à l'intérieur du tube et en provoque l'allumage. On retrouve les résultats précédemment décrits si l'on prend la précaution de protéger la canalisation par un écran formé de papier d'étain mis au sol, et si la feuille de clinquant elle-même est mise au sol. Dans ces conditions, il n'y a pas allumage si l'écran C est interposé avant le début de l'exci-

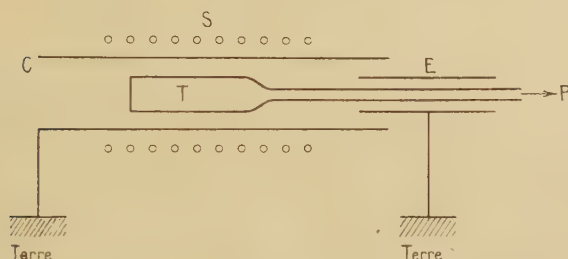


Fig. 24. — Ecrans supprimant l'action du champ électrostatique sur un tube relié à une canalisation à vide.

tation, mais le deuxième régime de décharge se maintient si l'écran C n'est interposé qu'après l'allumage.

Expériences sur le petit oscillateur. — La nécessité d'assurer l'isolement entre les deux bords de la feuille de clinquant exige l'existence d'une fente de 2 à 3 mm. de largeur. J'ai essayé de réduire cette largeur en employant l'écran sur le petit oscillateur destiné à la production de lumière monochromatique : J'ai réussi à maintenir l'allumage avec un écran de 30 cm. de longueur, 120 mm. de largeur ne laissant entre les bords qu'une fente de 1 mm., l'écran étant mis au sol. L'illumination s'est maintenue même après que j'aie bouché les extrémités de C par deux rondelles de clinquant

E et E'. Dans ces conditions le champ électrostatique existant à l'intérieur de l'écran est très réduit, tandis que le champ induit n'est pas diminué sensiblement.



Fig. 25. — Ecrans sur le petit oscillateur.

Conclusion. — Ces expériences me paraissent montrer de façon certaine l'intervention du champ induit dans la production du deuxième régime de la décharge, et montrer même que la décharge, une fois allumée, peut se maintenir en l'absence complète de champ électrostatique d'où le nom de « décharge induite » que je donne dans la suite à ce régime. Par contre, il ne semble pas, contrairement aux idées de Sir J. J. Thomson, que le champ induit seul soit susceptible de provoquer l'allumage de la décharge, tout au moins dans la limite des expériences que j'ai réalisées.

CHAPITRE V

Étude de la décharge dans l'oxygène.

Après avoir observé sur différents gaz et dans des conditions très diverses la décharge à l'intérieur d'un solénoïde, j'ai repris cette même étude sur l'oxygène qu'il est facile d'obtenir pur et sec par décomposition de cristaux de permanganate de potassium. L'étude de la décharge dans les gaz rares eût sans doute été plus intéressante au point de vue théorique, mais l'influence des impuretés est alors telle que j'ai craint de ne pouvoir obtenir des résultats comparables entre eux. J'ai fait l'étude en employant les enroulements A, B, B', C et D excitant les tubes P et G décrits au chapitre III.

Observations sur les divers phénomènes rencontrés dans l'examen de la décharge sans électrodes. — Avec le tube P et les selfs A, B, C, la distinction entre les deux régimes a

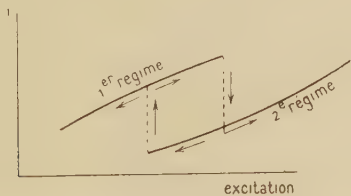


Fig. 26. — Type général d'évolution de la décharge à l'intérieur d'un solénoïde.

toujours été nette, le passage étant toujours discontinu, accompagné ou non d'instabilité; l'instabilité a lieu surtout

pour les basses pressions (inférieures à $2/10^6$ de m.), elle disparaît pour les pressions plus élevées.

La marche générale du phénomène est celle que nous avons décrite au chapitre précédent : le courant haute

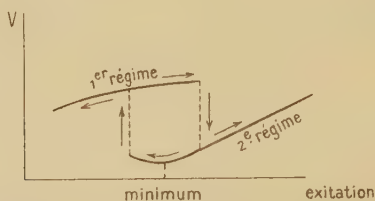


Fig. 27. — Décharge avec minimum de potentiel au deuxième régime à excitation décroissante.

fréquence augmente avec l'excitation ; pour une certaine valeur, il y a amorçage du deuxième régime accompagné

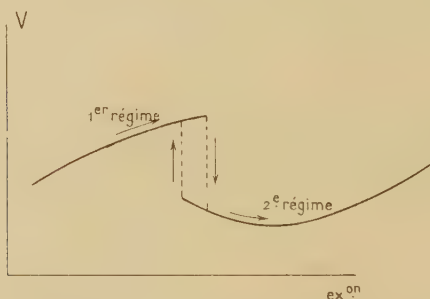


Fig. 28. — Minimum au deuxième régime à excitations croissante et décroissante.

d'une forte diminution de courant ; en augmentant encore l'excitation, le courant croît, tandis que la brillance du tube augmente rapidement. Si, ensuite, on diminue l'excitation, le courant décroît et à une certaine valeur plus petite que la valeur atteinte à l'allumage, le deuxième régime disparaît et l'on retombe sur le premier régime (fig. 26). Avec les

selves B et C, j'ai fréquemment observé un minimum du voltage V correspondant au deuxième régime, peu avant le retour au premier régime (fig. 27).

Ce minimum s'observe même dans la période d'excitation croissante avec la self C (fig. 28). Après allumage de la décharge induite, le courant baisse, passe par un minimum et remonte ensuite. En redescendant, le courant repasse par un minimum, et la décharge ne s'éteint que pour une valeur plus élevée du courant.

Remarques sur le tube G excité par l'enroulement C. —



Fig. 29. — Passage continu d'un régime à l'autre.

Avec le tube G, les diamètres des selves ne sont pas beaucoup plus grands que le diamètre des tubes, et le passage du courant par un minimum est la règle pour les basses pressions et les courtes longueurs d'onde.

L'observation la plus importante à laquelle ait donné lieu le tube G excité par l'enroulement C, est une *continuité parfaite* dans le passage d'un régime à l'autre (fig. 29). Cette continuité a été observée sur $\lambda = 61$ m. et pour des pressions allant de $67/1\ 000^{\circ}$ à $20/100^{\circ}$ de mm. de mercure. A mesure que l'excitation croît, le courant haute fréquence passe par un maximum, décroît, passe par un minimum et augmente ensuite. En diminuant l'excitation, le courant passe encore par un minimum et un maximum, mais de valeurs plus petites que celles observées à excitation croissante.

Pour des pressions de $30/100^e$ à $40/100^e$ de mm., la continuité disparaît à excitation croissante et subsiste à excitation décroissante (fig. 30).

Au delà de $40/100^e$, le phénomène habituel réapparaît : deux discontinuités et un minimum au retour.

L'instabilité accompagnant les discontinuités n'apparaît que vers $80/100^e$ de mm. et disparaît à 1 mm. 15 de mercure.

Le même tube excité par la même self oscillant sur 93 m. ne présente plus de continuité entre les deux régimes,

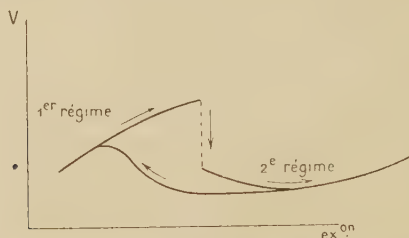


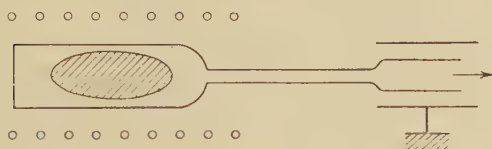
Fig. 30. — Passage continu du deuxième régime au premier, à excitation décroissante.

mais on observe *deux états différents de premier régime* : l'un que j'appellerai « symétrique » (S) qui se produit aux pressions inférieures à $30/100^e$ de mm. et aux faibles excitations et un état « dissymétrique » (D) apparaissant aux fortes excitations entre $20/100^e$ et $30/100^e$, et subsistant seul aux pressions plus élevées. Dans l'état symétrique, la partie lumineuse du tube a la forme d'une ellipse, placée au milieu du tube, et dont la brillance répartie symétriquement est plus grande sur les bords qu'au centre.

Dans l'état dissymétrique, la lueur a la forme du tube, mais elle laisse entre elle et le tube un espace obscur (sans doute une gaine au sens de Langmuir), mais la brillance est beaucoup plus grande du côté de l'enroulement à potentiel

variable. J'ai toujours observé simultanément l'illumination de la portion de canalisation comprise entre le tube et l'écran à potentiel fixe qui est à 10 cm. environ du tube.

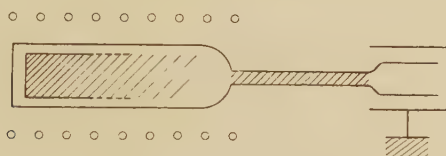
Le passage de l'état symétrique à l'état dissymétrique



Etat symétrique du 1^{er} régime

Fig. 31.

entraîne une diminution de courant : par exemple, pour une pression de 19, 100^e de mm., l'état S disparaît pour $V = 2\ 100$ volts et est remplacé par l'état D, avec 1 950 volts.



Etat dissymétrique du 2^e régime

Fig. 32.

A 2 150 volts, il y a allumage du deuxième régime. Si l'allumage en deuxième régime se fait à partir d'un état S, la tension d'amorçage est plus élevée qu'à partir d'un état D, par exemple à 14/100^e, j'observe un allumage à 2 100 volts à partir de S, et à 1 870 volts à partir de D.

J'ai retrouvé ces états S et D dans l'excitation de G par la self D. Cette dernière self oscillant sur $\lambda = 59$ m. a été couplée avec un condensateur de capacité relativement grande,

aussi le rapport $\frac{L}{C}$ est-il grand, et les oscillations se décrochent dès que la résistance introduite par le tube devient notable. Je n'ai pu observer avec cette self que des maxima de courant. Aux basses pressions, il semble que la décharge induite soit allumée avant le passage du courant par un maximum. Aux pressions supérieures à $1/10^{\text{e}}$ de mm. il y a un allumage discontinu très net; après l'allumage, le courant haute fréquence décroît; sans doute tend-il encore vers un minimum, que le décrochage des oscillations empêche d'observer.

Distinction entre les deux régimes de décharge dans le cas d'une évolution continue. — Les expériences précédentes peuvent faire penser que la distinction entre les deux régimes de décharge n'est pas toujours valable. Les expériences avec un écran électrique montrent que l'on peut encore parler d'une décharge induite aux fortes excitations.

Si, en effet, on interpose un écran entre l'enroulement et le tube, de façon à éliminer le champ électrostatique, on retrouve, les résultats précédemment décrits. On ne peut observer l'illumination qu'en deuxième régime, après un allumage préliminaire en l'absence de l'écran. Le tube étant allumé, et l'écran interposé, si l'on diminue l'excitation, on arrive à une extinction complète et brusque du tube accompagnée naturellement d'une remontée du courant. On n'observe jamais ni rallumage ni instabilité. J'ai, dans quelques circonstances, nettement observé un minimum de courant très peu avant l'extinction.

Il existe donc bien encore un deuxième régime de décharge, mais il existe une période de transition où les courants de capacité sont de l'ordre des courants minima existant pendant le passage de la décharge induite.

L'existence de cette continuité ne permet plus, au seul examen de la décharge, de définir l'allumage et l'extinction

de la décharge induite. Cette définition précise n'est possible qu'après élimination du champ électrostatique. Toutefois, en l'absence d'écran, il subsiste deux grandeurs intéressantes dans la production de la décharge :

le maximum de potentiel à excitation croissante qui marque une transformation du premier régime de décharge ;

le minimum de potentiel à excitation décroissante qui est également un point caractéristique du deuxième régime.

Ces deux points caractéristiques, existent, nous l'avons vu, même quand la continuité complète n'est pas observée ; leur signification s'étend donc au delà des zones de continuité. Leur importance pratique est naturellement considérable puisqu'ils fixent l'ordre de grandeur des champs à réaliser pour obtenir tel ou tel régime de décharge.

Observations en présence d'un écran. — En présence d'un écran électrique, nous pouvons définir avec précision l'extinction de la décharge induite. J'ai fait une série de mesures des courants accompagnant l'extinction.

Dans ces dernières mesures j'ai dû tenir compte de la modification introduite par l'écran du circuit oscillant : j'ai constaté une diminution de la longueur d'onde du circuit, et une augmentation (de 10 0/0 environ) du courant indiqué par l'ampèremètre pour une même différence de potentiel donnée par le voltmètre. A titre d'exemple, je donne ci-dessous les valeurs observées de la variation de la longueur d'onde d'un circuit en l'absence d'écran et avec écran, l'écran étant porté à différents potentiels :

a) sans écran	$\lambda = 73,0 \text{ m.}$
b) écran isolé	70,8 m.
c) écran au sol	71,0 m.
d) écran à l'armature externe du condensateur (potentiel fixe)	71,3 m.
e) écran à l'armature interne du condensateur (potentiel variable)	73,0 m.

Afin de préciser la valeur du champ électrique induit agissant sur les bords du tube en présence de l'écran, j'ai évalué ce champ par une méthode déjà employée par Townsend ; mesure du courant dans un circuit constitué par une boucle B à l'intérieur du solénoïde, deux condensateurs c_1 , c_2 , de bonne qualité de $1/10\ 000^e$ de microfarad. La période propre du circuit est beaucoup plus petite que celle des oscillations ; le courant est de l'ordre d'une fraction d'ampère : il

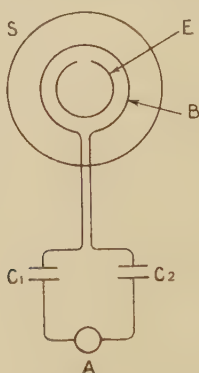


Fig. 33. — Mesure du champ induit en présence d'un écran par la méthode de Townsend.

- S solénoïde ;
- E écran ;
- B boucle de couplage ;
- C_1, C_2 condensateurs de 10^{-10} f ;
- A ampèremètre.

peut être mesuré par un ampèremètre à fil chaud ordinaire, de 0,5 ampère max. par exemple dont la graduation est encore valable aux fréquences employées. Cette expérience m'a montré que la relation entre le champ induit et la différence de potentiel aux bornes du circuit oscillant reste valable même après l'interposition de l'écran. Toutefois, dans cet essai la boucle était à l'extérieur de l'écran et il se peut que le résultat ne soit plus valable à l'intérieur par

suite de courants induits de capacité passant dans l'écran. Les résultats en sont cependant intéressants à titre d'ordre de grandeur.

Résultats. — Les résultats que je donne ici ne prétendent pas à une grande précision, les observations montrent une dispersion des résultats supérieure aux erreurs de mesure. En particulier, l'amorçage de la décharge est un phénomène assez capricieux, en ce sens qu'il dépend de façon notable de grandeurs qui peuvent varier d'une expérience à l'autre : la température du gaz, les impuretés et très probablement la densité d'ions libres subsistant dans le gaz. Dans le cas des allumages discontinus, si l'on essaie de rallumer un tube après l'avoir éteint alors qu'il était au deuxième régime de décharge, la tension d'amorçage est beaucoup plus faible que lors du premier essai. Il arrive aussi fréquemment qu'un tube allumé en premier régime et soumis depuis quelques instants à un champ électrique bien constant s'amorce brusquement en deuxième régime sans cause apparente. Il est probable, également, que des traces d'impuretés modifient considérablement les conditions de passage de la décharge. Pour les enroulements éloignés du tube, il faut également veiller à bien définir le champ électrique dans le voisinage du circuit oscillant. La présence de l'opérateur modifie ce champ, et l'approche de l'opérateur pour lire un appareil de mesure suffit quelquefois à provoquer l'amorçage.

Au contraire, les minima de courant précédant les extinctions, ou les extinctions elles-mêmes donnent aisément des résultats plus cohérents ; la présence des impuretés paraît moins gênante qu'à l'allumage ; la densité d'ionisation est maintenant une grandeur bien définie ; la température du gaz modifie un peu les résultats : le potentiel minimum s'abaisse de 5 à 10 o/o quand le gaz passe de la température ordinaire au rouge. Cette élévation de température

est difficile à éviter au cours des essais à forte pression où la puissance minimum dépensée est notable (de l'ordre du kilowatt). Je n'ai pas refroidi les tubes par un courant d'eau pour ne pas modifier le champ électrique ; un courant d'air comprimé n'est pas extrêmement efficace. Je me suis borné généralement à opérer assez vite après avoir déterminé une

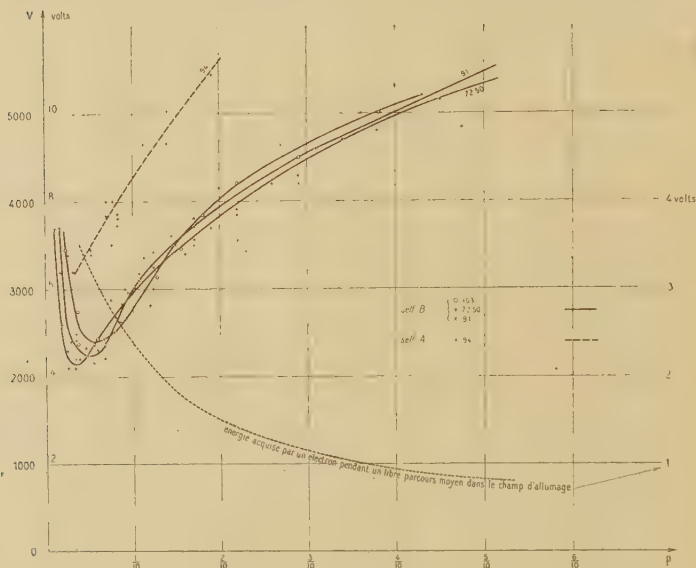


Fig. 34. — Allumage de la décharge induite dans le tube P.

valeur approchée de la tension minimum dans une expérience préliminaire.

Allumage. — J'ai tracé les courbes d'allumage en portant en abscisses la pression du gaz et en ordonnées la différence de potentiel efficace aux bornes de la self. Le champ électrique appliqué et le champ induit sont proportionnels à cette différence de potentiel.

Mes courbes sont assez analogues à celles données par d'autres auteurs. Elles ne présentent pas la régularité des

courbes de M. L. Braun ⁽¹⁾ ; elles se rapprocheraient plutôt par leur variété des courbes de Lynch, Smith et Hilbery ⁽²⁾ sur le mercure.

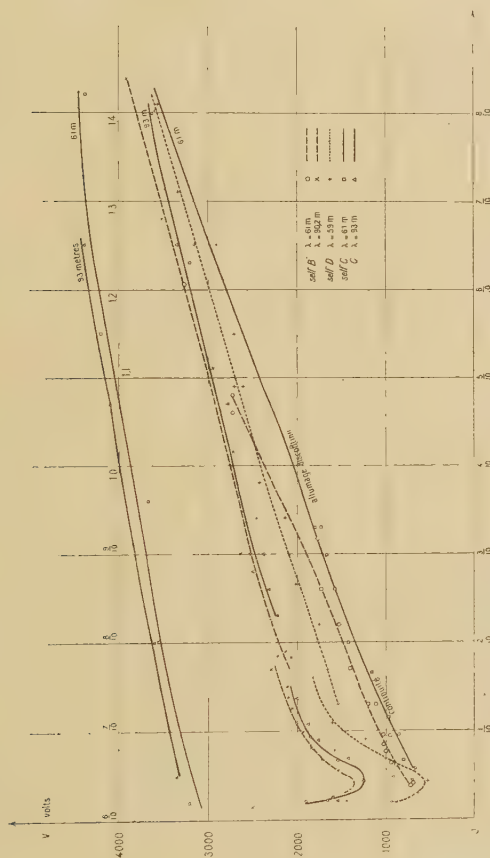


Fig. 35. — Allumage de la décharge induite dans le tube G.

Il y a certainement une pression optimum pour laquelle le potentiel d'allumage est minimum ; cette pression optimum

⁽¹⁾ M. L. BRAUN, *loc. cit.*

⁽²⁾ LYNCH, SMITH et HILBERY, *loc. cit.*

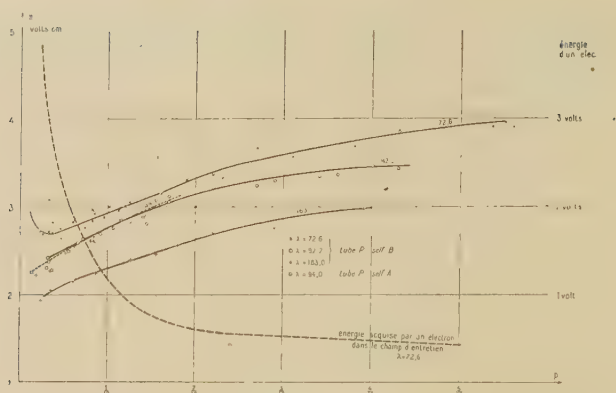


Fig. 36. — Amplitude du champ induit e sur les bords du tube P pour le courant minimum d'entretien de la décharge induite :

$$e = 1,12 \frac{V}{1.000} \text{ pour la self A ;}$$

$$e = 1,9 \frac{V}{1.000} \text{ pour la self B.}$$

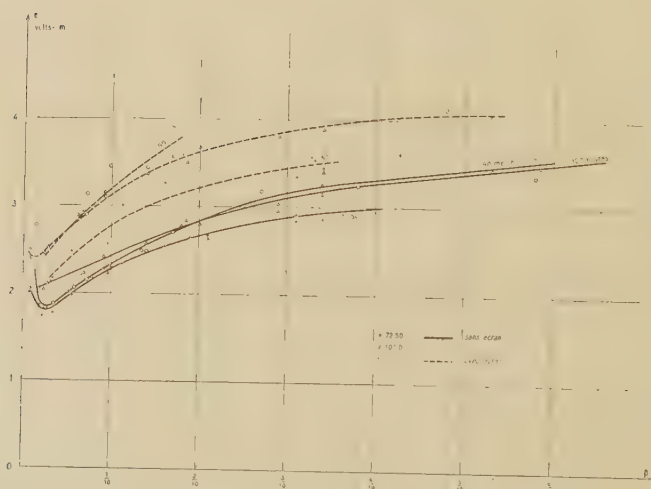


Fig. 37. — Amplitude du champ induit e sur les bords du tube P pour le courant minimum d'entretien de la décharge induite excitée par la self C :

$$e = 1,93 \frac{V}{1.000} .$$

va en s'abaissant quand la longueur d'onde diminue, en même temps que la tension minimum décroît. Cela se rattache à l'opinion courante que les ondes très courtes donnent des décharges avec des pressions très basses et avec des différences de potentiel très faibles.

Par contre, aux pressions relativement élevées, il ne sem-

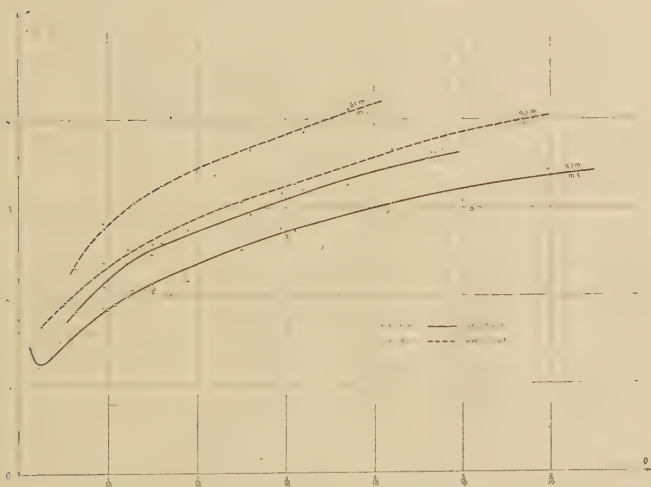


Fig. 38. — Amplitude du champ induit e sur les bords du tube G pour le courant minimum d'entretien de la décharge induite excitée par la self B' :

$$e = 2,7 \frac{V}{1.000}.$$

Les points + au voisinage de la courbe $\lambda = 90$ m, sans écran, représentent les résultats d'une deuxième série de mesures.

ble pas que la longueur d'onde ait une influence notable, les courbes se rapprochent toutes les unes des autres.

Enfin les tensions d'amorçage sont d'autant plus basses, pour un même tube, que la self est plus serrée sur le tube ; elles diminuent également quand le diamètre des tubes croît.

Mes expériences ne semblent pas confirmer la loi énoncée par M. L. Braun : la pression optimum et le courant d'amor-

çage correspondant sont proportionnels au carré de la longueur d'onde ; en transposant aux différences de potentiel, on devrait trouver que la tension d'amorçage minimum est

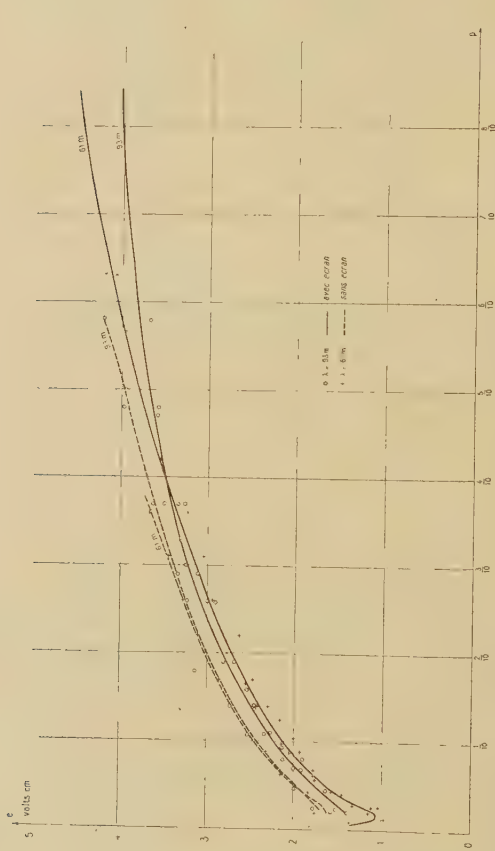


Fig. 39. — Amplitude du champ induit e sur les bords du tube G pour le courant minimum d'entretien de la décharge induite excitée par la self C :

$$e = 2,8 \frac{V}{1.000}.$$

proportionnelle à la longueur d'onde. Mes résultats s'écartent nettement de cette loi.

Extinction. — Les courbes représentent l'amplitude du champ électrique induit minimum sur la paroi du tube pour une pression donnée du gaz. Ces courbes sont assez voisines

de celles de Smith, Lynch et Hilbery, mais je n'ai jamais trouvé de décroissance du champ minimum avec la pression pour des pressions de plusieurs dixièmes de millimètre. Le champ minimum dépend de la fréquence, du diamètre du tube et de la forme de la self. En général, le champ croît avec la fréquence ; pour les tubes de grand diamètre, il est plus petit que pour les petits tubes, sans que les f. é. m. induites autour du tube soient égales. Afin de pouvoir plus aisément discuter les résultats, j'ai tracé sur quelques figures les courbes donnant les énergies en volts d'un électron qui, soumis au champ minimum, décrirait dans le sens du champ un libre parcours moyen.

Puissance dépensée dans les tubes. — Je n'ai fait cette mesure, par la méthode indiquée plus haut (ch. III), que dans l'excitation du tube P par l'enroulement B oscillant sur 92,20 m. et 72,60 m. Pour $\lambda = 92,20$ je n'ai tracé que le réseau des courbes à absorption constante, pour $\lambda = 72,60$ j'ai tracé les deux réseaux à puissance constante et résistance constante. Un incident fortuit est venu compliquer le réseau : le réglage de la puissance fournie à l'oscillateur est réalisé, ainsi que je l'ai dit, par le déplacement des noyaux de fer de deux selfs placées sur le primaire du transformateur d'alimentation de la plaque. Une de ces selfs à fil relativement fin est mise en court-circuit par un interrupteur pour les puissances notables. L'expérience a montré que le régime d'oscillation n'était pas le même quand l'interrupteur était ouvert ou fermé. Cela m'a paru être dû à une résonance possible de la self sur la longueur d'onde employée, résonance n'existant que pour la self en circuit ouvert. Ce phénomène n'existe pas pour $\lambda = 92,20$. L'oxygène présente malheureusement l'ennui d'attaquer la graisse et surtout le mercure, lorsque la décharge passe dans le tube, et en particulier lorsque a lieu l'émission du spectre à étincelle ; aussi malgré le grand volume de la canalisation, la pression décroît-elle

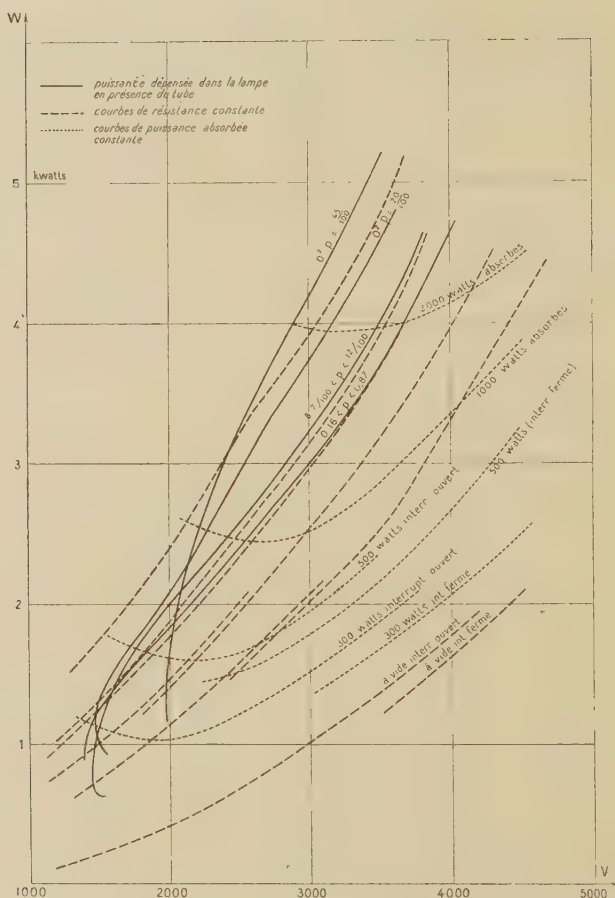


Fig. 40. — Puissance dépensée dans le circuit plaque de la lampe.
Oxygène, $\lambda = 72,60$ m.

au cours d'une mesure si on passe aux états de forte excitation. J'ai mesuré la pression avant et après chaque mesure ; la variation est particulièrement sensible aux basses pressions. Aussi les courbes correspondantes ne sont-elles données qu'à titre d'indication.

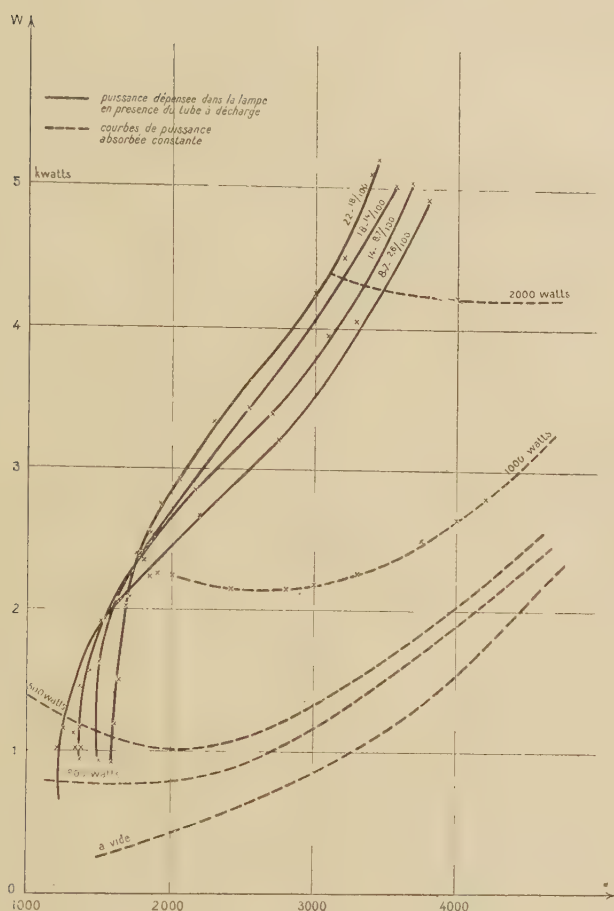


Fig. 41. — Puissance dépensée dans le circuit plaque de la lampe.
Oxygène, $\lambda = 92,20$ m.

Courbes de résistance. — A l'aide des courbes de puissance j'ai tracé quelques courbes $R = f(V)$ qui permettent de prévoir les conditions d'oscillation du circuit. J'ai joint aux courbes tracées sur l'oxygène une série de courbes de puis-

sance et une courbe de résistance obtenues sur l'air pour $\lambda = 91$ m. (tube P, enroulement B).

A 90 m. les courbes de résistance passent par un maximum très net peu avant le minimum du courant. A 72 m. le maximum est moins net, peut-être seulement parce qu'il est situé

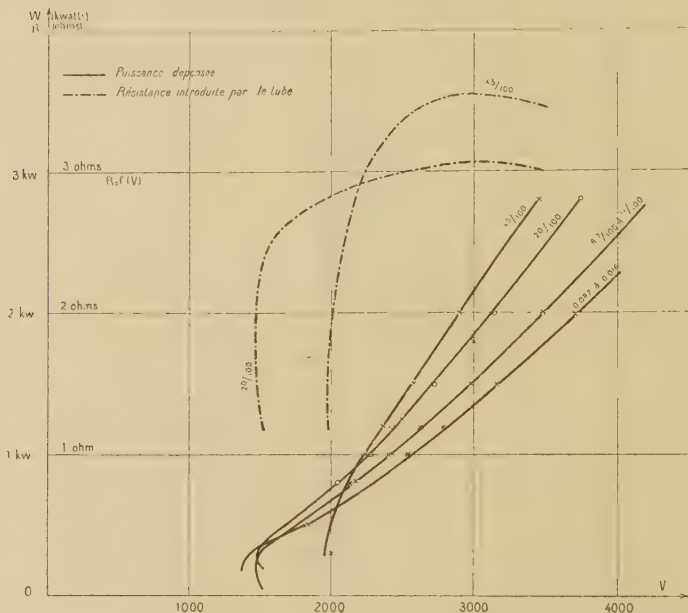


Fig. 42. — Puissance dépensée dans le tube B et résistance introduite par le tube en fonction de la différence de potentiel V .

Oxygène, tube P, self B, $\lambda = 72,60$ m.

plus loin. Les résistances introduites varient de 1 à 3 ohms, tandis que la résistance du circuit oscillant est généralement inférieure à 1 ohm. Les résistances apparentes des circuits bouchons s'abaissent à moins de 2 000 ohms. La résistance interne de la lampe étant de l'ordre de 4 000 ohms, ce résultat montre que le couplage d'entretien est trois fois plus grand en présence du tube qu'en l'absence du tube.

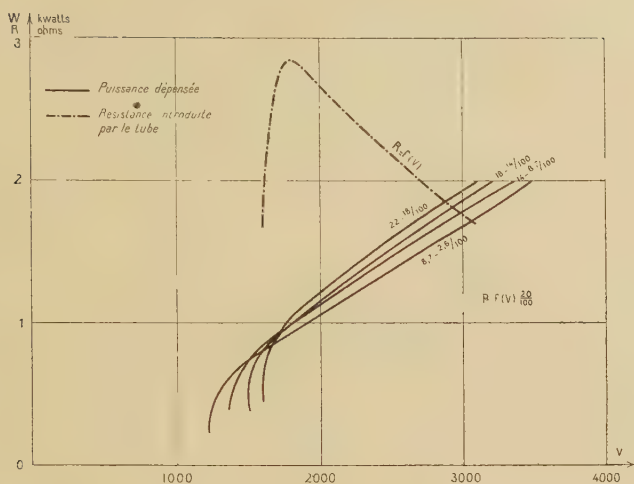


Fig. 43. — Puissance dépensée dans le tube et résistance introduite par le tube.

Oxygène, tube P, self B, $\lambda = 92,20$ m.

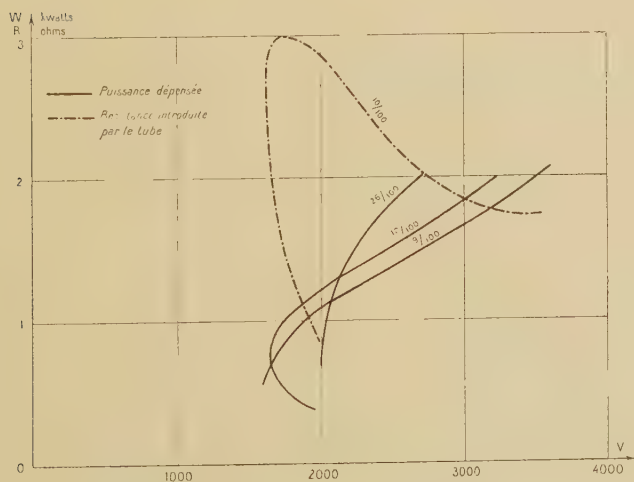


Fig. 44. — Puissance dépensée dans le tube et résistance introduite par le tube.

Air, self B, $\lambda = 91$ m.

Courants dans le gaz et conductibilité. — Si nous attribuons au gaz une conductibilité métallique (nous reviendrons plus loin sur la validité de cette hypothèse) la théorie du four à induction permet de connaître l'ordre de grandeur de la conductibilité du gaz et des courants qui y circulent.

Prenons par exemple l'oxygène sous une pression de $\frac{20}{100}$ de mm., le tube à décharge de 10 cm. de longueur consomme 2 000 watts quand il y a 3 050 volts aux bornes avec 72 m. 60 de longueur d'onde, 1 000 watts pour 2 250 volts et 500 watts pour 1 750 volts. L'amplitude du champ magnétique est alors de 32 gauss, 23,5 gauss et 18,3 gauss.

Nous avons trouvé plus haut que l'énergie dépensée par centimètre de conducteur cylindrique de rayon r plongé dans un champ d'amplitude A et de pulsation ω est :

$$W = \frac{A^2 \omega r^2}{4} \frac{1}{Q} \frac{\text{ber } Q \text{ ber}' Q + \text{bei } Q \text{ bei}' Q}{\text{ber}^2 Q + \text{bei}^2 Q} = \frac{G}{Q} \frac{A^2 \omega r^2}{4},$$

ce qui donne :

$$\frac{G}{Q} = \frac{4W}{A^2 \omega r^2},$$

soit pour les cas envisagés :

$$\begin{array}{ll} W = 200 \text{ watts par cm.} & \frac{G}{Q} = 0,154 \\ W = 100 \text{ watts par cm.} & \frac{G}{Q} = 0,144 \\ W = 50 \text{ watts par cm.} & \frac{G}{Q} = 0,118. \end{array}$$

Nous avons construit plus haut la courbe donnant les valeurs de $\frac{G}{Q}$ en fonction de Q ; cette courbe passe par un maximum ; les valeurs de Q trouvées nous donnent deux groupes de valeurs possibles de Q , l'un voisin de 1,5 l'autre compris entre 5 et 6. $Q = 5$ correspond à un effet pelliculaire déjà observable, or la décharge a une brillance uniforme dans tout le tube. C'est la détermination la plus petite qui convient ici.

On trouve alors :

$$\begin{aligned} Q &= 1,80 \text{ pour la plus grande puissance} \\ &1,67 \text{ pour la moyenne puissance} \\ &1,45 \text{ pour la puissance la plus faible,} \end{aligned}$$

ce qui donne au gaz une conductibilité en $\text{ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$:

$$5,0 \qquad 4,25 \qquad 2,21.$$

Les courants passant dans 1 cm. de longueur du tube sont égaux au champ magnétique divisé par 4π et multiplié par un facteur donné par la courbe des intensités de courant dans le tube soit, respectivement :

$$0,70 \qquad 0,63 \qquad 0,49;$$

or les champs ont les amplitudes :

$$32 \text{ gauss,} \qquad 23,5 \text{ gauss,} \qquad 18,3 \text{ gauss,}$$

ce qui donne pour 1 cm. de section longitudinale du tube :

$$(\text{amplitudes}) \quad 18 \text{ amp.} \quad 12 \text{ amp.} \quad 7,2 \text{ amp.}$$

Calculons également le champ électrique sur la paroi et la f. é. m. induite.

Le champ électrique est égal à $\frac{A\omega r}{2}$ multiplié par un facteur qui a, dans le cas étudié, les trois valeurs :

$$0,89 \qquad 0,92 \qquad 0,96$$

ce qui donne pour le champ les valeurs (amplitudes) :

$$5,2 \text{ volts/cm.} \qquad 3,9 \text{ volts/cm.} \qquad 3,2 \text{ volts/cm.}$$

et pour les f. é. m. induites, les valeurs (amplitudes) :

$$46 \text{ volts} \qquad 34,5 \text{ volts} \qquad \text{et} \qquad 28 \text{ volts.}$$

La densité de courant au voisinage des parois est donnée par la loi d'Ohm. $j = \gamma e$, on trouve, en amplitude.

$$26 \text{ amp./cm}^2 \quad 16,7 \text{ amp./cm}^2 \quad 7,1 \text{ amp./cm}^2.$$

Le calcul pourrait être fait pour d'autres valeurs, mais pour les faibles excitations la décharge induite ne remplit pas complètement le tube, surtout aux pressions relativement élevées. Les nombres calculés ici sont donnés à titre d'ordre de grandeur pour fixer les idées sur l'intensité des courants provoqués par le passage de la décharge.

CHAPITRE VI

Discussion des résultats. Interprétation théorique.

Libre parcours moyen des électrons libres. — La base essentielle de la discussion des résultats est l'évaluation du libre parcours moyen des électrons libres dans le gaz. Suivant que la durée moyenne d'un libre parcours est grande ou petite par rapport à la période, les électrons doivent être considérés, soit comme oscillant librement sous l'influence du champ, soit comme soumis à chaque instant à la valeur instantanée du champ électrique.

Les expériences de Brose ⁽¹⁾ permettent d'évaluer le libre parcours moyen d'électrons de quelques volts ; il est voisin dans l'oxygène de $4/10^6$ de mm. pour une pression de 1 mm. de mercure ; sa valeur dépend quelque peu du champ, mais assez peu pour que la discussion soit possible sans que l'on tienne compte de ces variations.

Je donne dans le tableau suivant les valeurs du libre parcours moyen l à diverses pressions, les énergies E en volts-cm. gagnées par un électron primitivement au repos pendant un libre parcours moyen, les durées moyennes τ de parcours libre pour les champs électriques induits maxima sur la paroi du tube à l'allumage et au minimum d'entretien du deuxième régime (tube P, self B, $\lambda = 72,50$ m.).

(¹) BROSE, *Phil. Mag.*, **42** (1921), p. 873.

P en mm. mercure	l en m.	Champ. volt/m.		All.	τ min.	E		T/ τ	
		All.	min.			All.	min.	All.	min.
$\frac{5}{100}$	0,8	4,5	2,75	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$	3,3	2,2	18	14
$\frac{1}{10}$	0,4	6	2,9	$0,9 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	2,4	1,2	27	20
$\frac{2}{10}$	0,2	7,5	3,3	$0,55 \cdot 10^{-8}$	$0,8 \cdot 10^{-8}$	1,5	0,6	45	32
$\frac{5}{10}$	0,08	11	5,9	$0,3 \cdot 10^{-8}$	$0,4 \cdot 10^{-8}$	0,83	0,32	80	65

Aux pressions supérieures à $1/10^6$ de mm. les durées moyennes de parcours libre, pour un électron primitivement au repos, sont petites mais non très petites par rapport à la période. En dessous de $1/10^6$ de mm., le rapport $\frac{T}{\tau}$ se rapproche de l'unité, et cela d'autant plus que le calcul a été fait pour la valeur maximum du champ dans l'espace et dans le temps. Pour les électrons ayant une vitesse initiale, la durée τ sera plus petite si la vitesse est dirigée dans le sens du champ, et plus grande dans le cas contraire. La durée moyenne τ sera voisine de celle que nous avons calculée ci-dessus, sauf si le rapport entre le courant dirigé et le courant d'agitation des électrons est assez grand.

Il peut être intéressant de comparer le libre parcours moyen des électrons au rayon de courbure maximum qu'impose le champ magnétique existant dans le tube. Ce rayon de courbure pour des électrons de 2 volts est de l'ordre de $\frac{1}{H}$, H étant exprimé en gauss, soit ici de l'ordre de 1 mm. au moment du maximum de valeur du champ. Nous voyons que les électrons lents vont avoir des trajectoires circulaires très nettement amorcées, les électrons plus rapides décrivant, au contraire, des arcs de courbe relativement tendus.

Mouvement des ions positifs. — La masse des ions positifs est beaucoup plus grande que celle des électrons, et leur

amplitude d'oscillation dans le champ électrique atteint quelques microns seulement. Aux fréquences que j'ai employées, les ions positifs ne reçoivent du champ électrique qu'une énergie infime; leur mouvement est très voisin du mouvement d'agitation thermique des molécules ou des atomes du gaz.

Conditions d'entretien du deuxième régime d'illumination.

— Nous discuterons des conditions d'entretien du deuxième régime de décharge avant de parler de son amorçage. Ce dernier phénomène est plus complexe puisqu'il fait nécessairement intervenir le champ électrostatique ou une autre cause extérieure d'ionisation. Au contraire, les expériences avec écran électrique montrent la possibilité d'un entretien du deuxième régime d'illumination en l'absence de tout champ électrostatique.

L'état d'ionisation du gaz résulte naturellement d'un équilibre entre la production et la disparition des ions. Etudions séparément chacun des phénomènes.

Disparition des ions. — a) *Influence des électrodes.* —

Nous évitons ici la principale cause de disparition des ions : l'absorption par les électrodes dans la décharge ordinaire. La disparition ne peut être attribuée ici qu'à la recombinaison des ions soit dans le gaz, soit sur les parois.

b) *Recombinaison à l'intérieur du gaz.* — D'après les idées actuelles, elle est généralement faible, sauf dans des cas spéciaux (choc de trois corps); elle est souvent accompagnée de l'émission d'un spectre continu; elle existe certainement sur l'axe des tubes dans les décharges en ondes amorties à forte excitation ⁽¹⁾ ⁽²⁾ ⁽³⁾. Rien de tel n'a été observé

⁽¹⁾ F. ESCIANGON, *Journal de Physique*, VII, p. 52, 1926.

⁽²⁾ G. BALASSE, *Comptes rendus*, 186, p. 310, 1928.

⁽³⁾ H. VOLKRINGER, *Thèse*, Paris, 1930.

dans les expériences actuelles. La recombinaison à l'intérieur du gaz est très faible dans nos expériences.

c) *Recombinaison sur les parois.* — C'est certainement ici la cause la plus importante de recombinaison. Les ions se fixent sur la paroi et se recombinent en dégageant de la chaleur. On constate effectivement, au cours de la décharge, une forte élévation de température de la paroi.

Ionisation du gaz. — Rappelons d'abord que l'énergie de dissociation de la molécule d'oxygène est 5,09 volts (dissociation en deux atomes dans l'état fondamental) et que le potentiel d'ionisation est de 13,55 volts. Tout le spectre d'arc du gaz ayant toujours été observé, il existe dans le gaz des atomes excités dont l'énergie dépasse 18 volts.

Si l'ionisation tout entière doit être due à des chocs électroniques, on doit admettre qu'un électron ionisant n'a acquis son énergie qu'après une histoire assez complexe. Le tableau précédent montre, en effet, qu'entre deux chocs successifs un électron ne peut gagner une énergie supérieure à 3 volts dans le champ induit, au moment de l'allumage. L'hypothèse de Sir J. J. Thomson ne paraît pas du tout vérifiée ici.

Même s'il existe des phénomènes d'ionisation cumulative, il faut admettre qu'il existe dans le gaz des électrons d'une énergie bien supérieure aux 2 ou 3 volts gagnés en un libre parcours.

Des électrons rapides peuvent exister dans le gaz, même si les électrons ne gagnent qu'une faible énergie entre deux chocs successifs. Il existe une certaine probabilité pour qu'un électron atteigne une certaine vitesse. Langmuir et Townsend ont montré que cette probabilité définit une distribution de vitesses de Maxwell que l'on peut caractériser par une température, dite température d'agitation des électrons. La température d'agitation, en haute fréquence,

dépend d'après Townsend ⁽¹⁾ de la valeur « moyenne » du champ électrique appliqué. A cette agitation électronique désordonnée se superpose un mouvement des électrons dans le sens du champ électrique qui a les propriétés d'un courant électrique ordinaire.

L'état d'ionisation dépend alors de l'équilibre entre la production des ions fonction de la température d'agitation et la recombinaison des ions sur les parois. L'influence des parois paraît donc être un facteur essentiel dans l'entretien de la décharge induite.

Validité de l'hypothèse de la conductibilité métallique du gaz. — Les considérations que nous venons de développer nous permettent de conclure quant à la validité de l'hypothèse de la conductibilité métallique du gaz. On peut définir dans le gaz une conductibilité γ , rapport de la densité du courant au champ si les deux conditions suivantes sont remplies :

1° L'état d'ionisation du gaz reste uniforme pendant une période complète du courant ;

2° La durée moyenne entre deux chocs successifs d'un électron libre avec les atomes du gaz est petite par rapport à la période.

En effet, si la deuxième condition est réalisée, les électrons « subissant des chocs nombreux pendant une période » possèdent une mobilité proportionnelle au champ électrique agissant à chaque instant ; si au contraire, ils subissent peu de chocs, leur vitesse dépendra de toute l'histoire du champ électrique depuis la date de leur dernier choc ; s'il y a beaucoup de chocs, on pourra écrire que le courant électronique à travers une surface normale au champ est proportionnel au champ électrique et à la densité des électrons dans le gaz. Il faut donc également que la densité soit constante si l'on

(1) J. S. TOWNSEND, *Comptes rendus*, 186 (1928), p. 55.

veut que la densité de courant soit proportionnelle au champ.

a) *Durée moyenne de parcours libre.* — Nous avons évalué un peu plus haut la durée moyenne de parcours d'un électron dans le gaz, et nous l'avons trouvée petite par rapport à la période dès que la pression dépasse nettement $1/10^{\circ}$ de mm. mercure. Une des deux conditions énoncée ci-dessus est donc remplie dans ce domaine de pression.

b) *Constance de l'état ionisation.* — La constance de l'état d'ionisation dépend de la vitesse de recombinaison des ions (ou de production, les deux vitesses sont égales); la recombinaison n'a lieu pratiquement que sur les parois: comme le déplacement des ions positifs semble dû uniquement à leur agitation thermique, leur vitesse est comprise entre 500 et 1000 m. par seconde, ce qui donne un parcours inférieur à 1 mm. en 10^{-6} seconde. Au cours d'une période, très peu d'ions positifs viennent sur la paroi, la densité d'ionisation varie donc très peu.

On peut se demander si la densité d'ionisation est constante dans tout le tube. Cela paraît dépendre beaucoup des dimensions du tube. Dans un tube de petit diamètre, les raies spectrales ont toujours été émises avec une égale intensité par le centre et les bords du tube. Avec le tube G, au contraire, aux faibles excitations sous une pression de quelques dixièmes de millimètre, l'aspect annulaire de la décharge est nettement marqué. Cet aspect annulaire, caractéristique de la décharge de Sir J. J. Thomson indique une variation dans l'état d'ionisation du gaz allant du centre vers les bords. Cette variation peut être imputable aux variations du champ électrique avec la distance, mais il est probable que la conductibilité, rapport de la densité de courant dirigé au champ électrique, varie en allant des bords au centre du tube. Les calculs du four à induction ne seraient pas applicables à un tube à décharge annulaire.

Avec les restrictions précisées ci-dessus, on peut conclure

que l'hypothèse de la conductibilité métallique du gaz est acceptable dans le domaine où nous opérons pour les pressions supérieures à $1/10^6$ ou $2/10^6$ de mm. Il est probable que pour les pressions plus basses, il est difficile d'appliquer la loi d'Ohm au gaz. Mais, les nombres que nous avons donnés ci-dessus relatifs aux densités de courant dans le gaz ont certainement un sens physique.

Comparaison avec les résultats expérimentaux sur l'entretien de la décharge. — La condition d'équilibre de l'état d'ionisation permet de prévoir les conditions d'entretien de l'illumination dans le champ induit en l'absence de champ électrostatique. On voit d'abord que la décharge doit être d'autant plus facile à entretenir que le tube est plus grand. C'est bien, en effet, ce que l'expérience semble montrer, le champ électrique d'extinction en présence d'un écran est du même ordre de grandeur sur la paroi du tube pour les tubes G et P. Cela correspond à un champ plus petit pour G à la même distance de l'axe

On peut, par contre, espérer trouver des résultats identiques pour le champ induit d'extinction de la décharge dans un tube, protégé par un écran, excité à la même fréquence par des enroulements différents. Les résultats trouvés avec les selfs B et C, sur les tubes G et P tant à 60 m. qu'à 90 m. diffèrent d'environ 15 o/o. Il y a, au contraire, accord pour les selfs A et B excitant le tube P, l'une sur 92 m., l'autre sur 94 m. Dans ce dernier cas, les expériences ont été faites sans écran, les selfs étant assez écartées du tube pour donner des extinctions franches du deuxième régime pour des valeurs du champ que l'interposition de l'écran permet de retrouver. Dans les autres cas, ainsi que je l'ai déjà dit, l'interposition de l'écran modifie le circuit et je ne puis affirmer l'exactitude des résultats.

L'influence de la fréquence devrait être réduite aux pressions élevées puisqu'il semble que l'ionisation varie très len-

tement au cours d'une période. Townsend a vérifié expérimentalement ce résultat dans la décharge électrostatique pure. Il semble, dans nos expériences, que la fréquence intervienne, tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre suivant les enroulements employés.

Allumage du deuxième régime. — L'allumage fait nécessairement intervenir une cause d'ionisation extérieure ; nous allons étudier l'allumage à partir de l'ionisation due au champ électrostatique ; c'est le cas de l'illumination à l'intérieur d'un solénoïde.

Rappel des résultats obtenus sur la décharge électrostatique. — La décharge électrostatique pure a été étudiée par de nombreux auteurs, en particulier par Gutton dans le domaine des ondes de 4 à 10 m. et par Townsend dans le domaine de 40 à 100 m.

Il semble que pour la tension d'amorçage une loi analogue à celle de Paschen soit valable ; pour l'entretien, Townsend ⁽¹⁾ a indiqué que le champ à l'intérieur du gaz est indépendant de la densité de courant ; les conductibilités qu'il mesure sont de l'ordre de $1/1\,000^{\circ}\text{ ohm}^{-1}\text{ cm}^{-1}$. Ces deux remarques montrent que la décharge dans un champ électrostatique est identique à la décharge en courant continu et que la partie centrale du gaz est identique à la colonne positive, avec une faible densité de courant.

Pour un tube à l'intérieur d'un solénoïde, des champs dans le gaz de quelques volts-centimètres, avec la faible conductibilité mentionnée ci-dessus, sont obtenus pour de faibles différences de potentiel aux bornes de l'enroulement ; le champ induit (indépendant de la conductibilité du gaz à l'effet pelliculaire près) est alors petit par rapport à la composante électrostatique. Si le champ appliqué augmente,

(1) J. S. TOWNSEND, *Comptes rendus*, 186 (1928), p. 55.

l'ionisation, le courant et la conductibilité augmentent, la composante électrostatique du champ restant sans doute du même ordre de grandeur, le champ induit augmentant avec l'excitation.

D'après toutes les caractéristiques décrites en courant continu, quand la densité de courant croît dans la colonne positive, on arrive à un domaine où la densité de courant croît beaucoup tandis que le champ décroît ; en courant continu un tel régime ne subsiste que si la cathode émet un courant

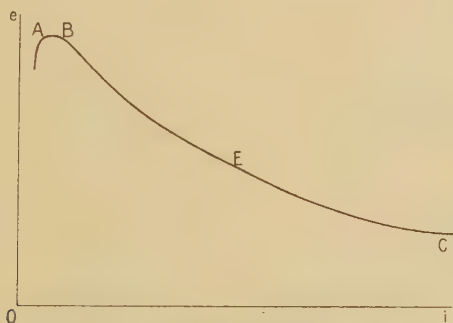


Fig. 45. — Caractéristique de décharge en courant continu.

électronique intense, la décharge lumineuse s'est transformée en arc. S'il n'y a pas d'émission cathodique, la densité de courant ne peut augmenter au delà d'une certaine valeur, la courbe s'arrête quelque part en E (fig. 45).

L'examen des conditions d'entretien de la décharge induite pure nous montre l'existence de courants induits intenses ; la relation entre la densité moyenne de courant dans le tube et le champ efficace induit moyen peut se représenter par une courbe. Les divers états d'un gaz placé à l'intérieur d'un solénoïde pourront être représentés par l'une ou l'autre des courbes si dans chacun des cas l'effet de l'autre composante du champ est négligeable. Il faut, par

contre, tenir compte de la superposition des effets dans le cas où les effets de l'autre composante sont notables.

Courants induits dans la décharge électrostatique. — Pendant le premier régime de décharge, le courant dans le gaz est proportionnel à la différence de potentiel V aux bornes du solénoïde ; on a :

$$i = k \frac{V\omega}{R - r}$$

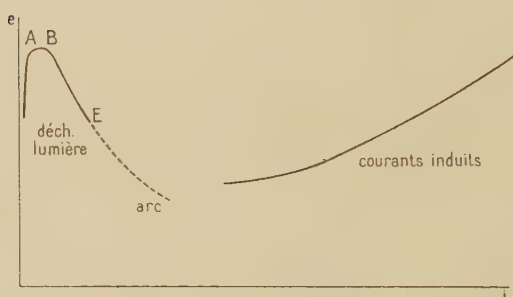


Fig. 46. — Caractéristique de décharge à l'intérieur d'un solénoïde.

il existe simultanément dans le gaz un champ induit :

$$e_i = pV$$

proportionnel à V , le coefficient de proportionnalité p ne dépend que de l'enroulement. Appelons γ_c la conductibilité définie par :

$$\gamma_c = \frac{i}{e_i}$$

pour une même valeur de V et traçons sur le diagramme la droite $j = \gamma_c$. Lorsque le point représentatif de l'état du gaz est en M , le point P sur γ_c d'abscisse i_M nous donne la valeur correspondante de e_i ; et par suite le point Q , à l'ordonnée de P sur OM a pour abscisse la densité moyenne de courant

induit dans le gaz. Quand M se rapproche de F (intersection de $\gamma = \gamma_c$ avec la courbe caractéristique) le courant induit croît, et en F , le courant induit est égal au courant longitudinal ; le champ induit moyen est donc égal au champ électrostatique dans le gaz. Si on continue à augmenter V , il existe au voisinage immédiat de F un point où le champ électrique total va augmenter avec V , l'ionisation a tendance à croître sans que le résultat soit une diminution de champ compensatrice ; il y a déséquilibre, l'ionisation croît jusqu'à

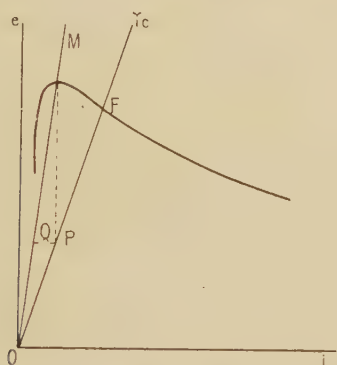


Fig. 47. — Courants induits dans le premier régime de décharge.

ce qu'un nouveau facteur intervienne pour rétablir l'équilibre. Si, par exemple, le tube ne réagit pas sur l'oscillateur, le point représentatif (fig. 48) passe de F (ou de son voisinage immédiat) en G sur la caractéristique de décharge induite. En G , le champ électrostatique est extrêmement réduit et ne produit plus qu'un effet négligeable.

Si le tube réagit sur l'oscillateur, le point F va quelque part en H , ce qui correspond à l'allumage de la décharge induite, ou même en I , dans un domaine où la décharge induite ne peut pas s'entretenir elle-même, et où le champ électrostatique seul (très réduit par l'augmentation de l'ionisation) ne peut entretenir une densité de courant aussi élevée. L'état

d'ionisation atteint n'est pas stable, la décharge s'éteindra et le point rétrogradera vers F, d'où il repartira vers I ; c'est le domaine d'instabilité qui disparaît dès que V augmente suffisamment pour que le point représentatif vienne sur la caractéristique de décharge induite.

Ce diagramme nous montre que le passage d'un type de décharge à l'autre doit être d'autant plus net que la conductibilité γ_c est plus petite et que les deux courbes caractéristi-

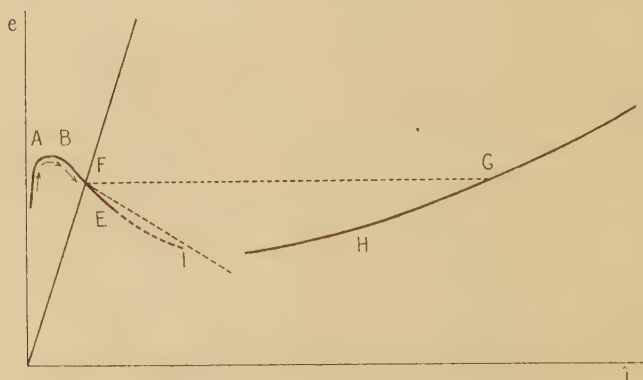


Fig. 48. — Amorçage du deuxième régime.

ques sont plus loin l'une de l'autre. Il pourra y avoir continuité si les deux courbes se coupent, en supposant que la réaction sur l'oscillateur soit suffisante. Quand les deux courbes sont suffisamment rapprochées, l'ionisation par le champ électrostatique reste notable et intervient sur la forme de la caractéristique de décharge induite en la prolongeant vers les petites valeurs de i .

Si, après avoir allumé la décharge induite, nous diminuons le potentiel V, le point figuratif descend la caractéristique de décharge induite et entre ensuite dans la zone d'instabilité, ce n'est que lorsque V a suffisamment diminué que l'on retrouve le premier régime stable. Cette remarque montre

que, indépendamment des phénomènes d'hysteresis toujours liés à l'ionisation des gaz et que nous négligeons ici, les tensions d'apparition et de disparition de la décharge induite sont différentes, la tension de disparition étant toujours la plus faible. Si à l'extrémité de la caractéristique induite, l'action du champ électrostatique prolonge quelque peu la courbe, on pourra observer un minimum de V , si le montage de l'oscillateur le permet.

Positions relatives des deux courbes caractéristiques. —

Les positions des deux courbes dépendent *a priori* des dimensions du tube et de la pression du gaz.

Quand la pression du gaz décroît les courants de la décharge induite diminuent, les deux courbes se rapprochent.

Les autres conditions expérimentales interviennent peu sur la position relative des courbes, mais elles font varier la conductibilité critique γ_c ; γ_c dépend en particulier de la fréquence, de la capacité self-tube, et du rapport ρ entre le champ induit et la différence de potentiel V . Voyons, par exemple ce qui se passe pour les enroulements A, B, C et D.

Prenons d'abord les deux enroulements B et C, le rapport entre le champ induit et la différence de potentiel V est très voisin pour les deux enroulements, mais l'enroulement C est plus près du tube que l'enroulement B. Pour une même valeur de V les courants longitudinaux sont plus grands avec C qu'avec B. La conductibilité critique est plus grande pour C que pour B.

Comparons de même B et D qui ont sensiblement la même forme extérieure; mais D produit, pour la même valeur de V , un champ plus intense que B; pour une valeur donnée de V , les courants longitudinaux sont les mêmes dans le gaz; la conductibilité critique avec D doit donc être plus grande qu'avec B.

Si l'on compare A et B, un calcul simple montre que γ_{cA} est plus petit que γ_{cB} . Avec un tube déterminé, les con-

ductibilités se répartissent comme l'indique la figure 49. Si l'on augmente la fréquence, les conductibilités critiques s'inclinent toutes vers Oi , on se rapproche des conditions nécessaires à l'observation de la continuité.

Ces conditions sont : γ_c grand (selfs C ou D, fréquence élevée), courbes rapprochées (basses pressions) ; ce sont précisément les conditions dans lesquelles la continuité a été

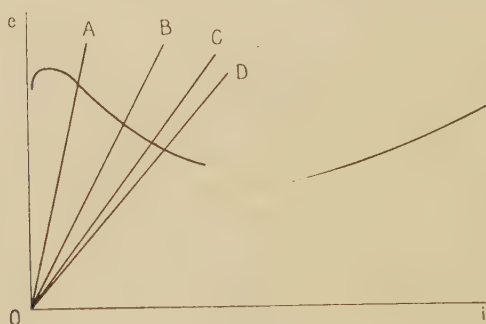


Fig. 49. — Conductibilités critiques d'un gaz excité par les selfs A, B, C, D.

observée. Il faut ajouter à ces conditions, les conditions d'oscillation du circuit qui doivent permettre de décrire complètement la courbe caractéristique.

Réaction du tube sur l'oscillateur. — Cela nous amène à rappeler les caractéristiques d'oscillation du circuit telles que nous les avons décrites au chapitre IV. Il faut pour cela connaître les courbes $R = f(V)$ pour chacun des régimes de décharge. D'après les données expérimentales recueillies plus haut, elles ont la forme ci-contre (fig. 50). Si l'hyperbole $V = i \frac{L}{CR}$ a la forme de la courbe *a*, il y a allumage avec instabilité ; si elle a la forme *b*, il y a allumage sans instabilité. La figure 51 représente un cas de passage continu

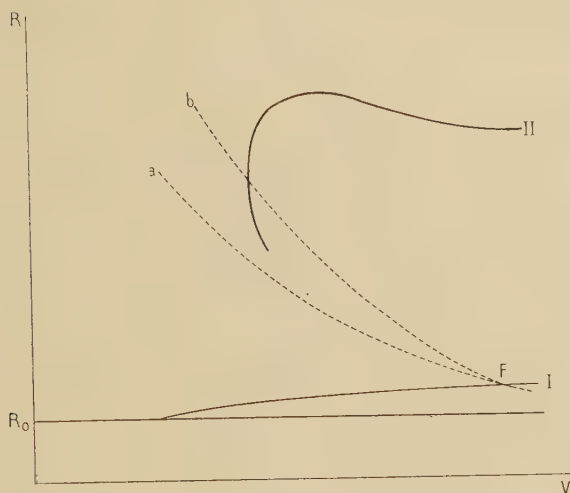


Fig. 50. — Amorçage du deuxième régime :

a) avec instabilité ;

b) sans instabilité.

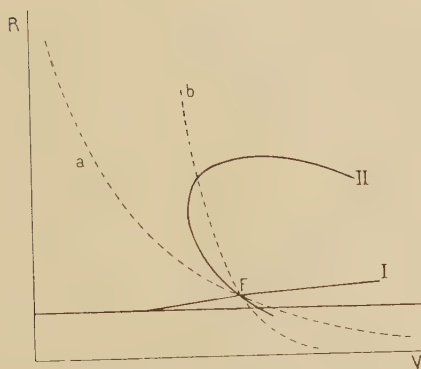


Fig. 51. — *a)* Passage continu du premier au deuxième régime ;

b) Passage discontinu, mais avec continuité possible.

d'un régime à l'autre. Si l'hyperbole passant par *F* a la forme *b*, nous serions en présence d'une continuité possible

que le fonctionnement de l'oscillateur ne permet pas d'observer.

Ces quelques remarques sur la décharge sans électrodes, suggérées par les résultats des expériences précédemment décrites, me paraissent pouvoir inspirer de nouvelles expériences susceptibles d'éclaircir la théorie de l'illumination des gaz par les courants de haute fréquence. L'étude de la décharge induite, en particulier, bien que compliquée par la présence nécessaire à l'allumage d'une cause d'ionisation extérieure, paraît particulièrement intéressante pour l'étude des courants intenses dans les gaz, précisément parce qu'elle se maintient sans cause extérieure d'ionisation, contrairement aux arcs à courant continu qui utilisent une émission électronique.

CHAPITRE VII

Observations diverses sur la décharge de haute fréquence.

Illumination dans divers gaz. — J'ai fait quelques mesures sur les conditions d'apparition et de disparition du deuxième régime de la décharge dans quelques gaz. Ces mesures ne formant pas un ensemble systématique, je n'en donne pas ici les résultats numériques, je me bornerai aux indications suivantes.

Le néon et l'argon bien purs sont très « perméables » à la décharge sans électrodes. Le deuxième régime s'établit pour des domaines de pression allant de quelques millièmes de millimètre à plusieurs millimètres (6 à 8 mm.) alors qu'avec le même oscillateur, l'air ou l'oxygène ne permettent l'allumage en deuxième régime que jusqu'à quelques dixièmes de millimètre.

Si ces gaz ne sont pas très purs, le domaine d'apparition de la décharge induite diminue beaucoup du côté des hautes pressions. Aux fortes pressions, le gaz n'émet pratiquement que le spectre de l'impureté. Aux basses pressions, le spectre du gaz rare redevient prépondérant.

L'hélium et l'hydrogène ne présentent le deuxième régime de décharge que pour des excitations très énergiques. La puissance consommée par ces gaz m'a paru être beaucoup plus grande que dans le cas de l'oxygène. En particulier, l'instabilité due au décrochage des oscillations par l'amorçage du deuxième régime, se produit même pour des excita-

tions correspondant à des puissances disponibles de l'ordre de 1 k w.

Par contre, l'eau et l'azote se comportent d'une façon assez analogue à celle de l'oxygène. Ces deux gaz émettent surtout leur spectre de bandes. Avec de fortes excitations l'azote émet son premier spectre d'étincelles. Dans l'excitation de l'air, on a d'abord l'émission du spectre de bandes de l'azote, puis celui des raies d'arc de l'oxygène.

Etude photométrique. — Je n'ai pas fait non plus d'étude photométrique systématique de la décharge induite, sauf dans une application à la production de sources de lumière monochromatique ⁽¹⁾. Pour le mercure, j'ai donné quelques nombres ⁽²⁾ relatifs à de tout petits tubes excités par un oscilateur de 100 watts fonctionnant sous 4 m. de longueur d'onde. Comme résultat qualitatif, je peux dire que la brillance des tubes à mercure est bien supérieure à celle des arcs en verre, mais je n'ai jamais atteint des brillances comparables à celle des arcs en quartz poussés. La décharge sans électrodes telle que je l'ai réalisée n'est pas intéressante encore comme source de lumière de grande brillance. Elle peut être intéressante pour l'excitation à brillance moyenne de corps susceptibles d'attaquer des électrodes, ou que l'on veut conserver très purs.

Emploi de la décharge électrostatique comme source de lumière à brillance notable. — On peut essayer d'obtenir une brillance notable du gaz en décharge électrostatique pure, par une augmentation de la densité de courant. On pourrait croire qu'il suffit de rapprocher les électrodes extérieures de la paroi du tube, pour augmenter la capacité du système; mais la brillance du tube n'augmente guère, car il se forme

(1) F. ESCLANGON, *Revue d'Optique*, 11 (1932), p. 399.

(2) F. ESCLANGON, *Bull. Soc. Fr. de Phys.*, n° 304, (1931) p. 355.

dans le gaz, au voisinage des électrodes des espaces obscurs (sans doute des gaines de Langmuir) qui limitent le cou-

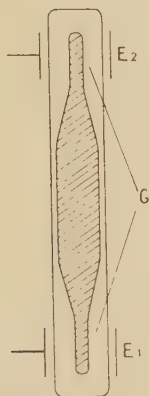


Fig. 52. — Décharge entre électrodes externes,
 E_1, E_2 électrodes ;
 G gaines de Langmuir.

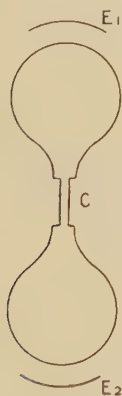


Fig. 53. — Tube à électrodes externes employé dans l'étude de l'effet Zeeman.

rant (fig. 52). On peut toutefois obtenir une brillance notable en employant un véritable tube de Geissler à électrodes

externes formé d'un capillaire placé entre deux boules de 5 à 6 cm. de diamètre (fig. 53).. Le capillaire a alors une brillance comparable à celle donnée par la décharge induite.

De tels tubes ont été appliqués par MM. L. et E. Bloch, P. Lacroute et moi-même ⁽¹⁾ à l'étude de l'action des champs magnétiques sur la lumière émise dans les capillaires, action identique à l'effet Zeeman habituel.

(1) L. et E. BLOCH, F. ESCLANGON, P. LACROUTE, *Comptes rendus*, 192 (1931) p. 1717.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE SPECTROSCOPIQUE

CHAPITRE PREMIER

Remarques générales sur les spectres émis par l'illumination en haute fréquence

Appareil employé. — J'ai suivi spectroscopiquement l'illumination des gaz excités avec un spectrographe de quartz à un prisme de Cornu de 60° avec deux lentilles de 80 cm. de foyer pour $n = 1,59$, construit sur mes indications par M. Bouty. Ce spectrographe, bien que peu lumineux, est facile à manier. Construit solidement, il garde très bien son réglage. Il donne le spectre visible et l'ultra-violet jusqu'à $2\ 200^\circ$.

Spectres obtenus. — Les spectres obtenus ne m'ont paru présenter aucune anomalie remarquable ; de nombreux auteurs ont pourtant observé l'émission de raies interdites en haute fréquence. Je n'ai pas vu la raie 2 270 du mercure, ni les spectres de bandes de l'hélium. L'azote donne, comme dans les conditions normales, son spectre de bandes, puis le spectre d'étincelles du premier ordre ; quant à l'oxygène, il donne, en particulier aux basses pressions, la raie 5 577 de l'aurore boréale qui se découpe au milieu d'une des bandes

vertes de l'oxygène avec une intensité à peine supérieure à celle des composantes de la bande.

Variations relatives de l'intensité des raies spectrales. — J'ai cherché à retrouver l'effet découvert par L. et E. Bloch sur la décharge en ondes amorties : émission près des parois du tube des raies de forte excitation, émission au centre du tube des raies de faible excitation.

Je n'ai observé cet effet qu'avec des tubes de 40 mm. au moins de diamètre, mais la puissance dépensée est alors telle qu'aux plus fortes excitations que j'ai pu réaliser, les raies d'étincelles commencent à peine à apparaître.

Avec des tubes de 30 mm. seulement de diamètre, je n'ai observé aucune séparation dans les zones d'émission des raies de l'oxygène. Avec d'autres gaz, en particulier avec le néon, j'ai observé un effet de sens contraire : *les raies d'étincelle, aux fortes excitations, sont plus intenses au centre du tube que sur les bords.*

Le même résultat se retrouve d'une façon différente dans l'excitation d'un gaz rare et d'une impureté. Le spectre de l'impureté (cadmium, vapeur d'eau) d'énergie plus basse que le spectre du gaz rare est émis sur les bords du tube, et celui du gaz rare, au centre du tube. Sans doute faut-il voir là un effet de l'absorption des ions par les raies, dominant l'effet pelliculaire des courants induits dans le gaz.

On observe également des variations relatives dans l'intensité des raies avec les conditions d'excitation. L'exemple le plus frappant est celui du biiodure de mercure HgI_2 qui, émettant à froid une lumière jaune, émet une lueur mauve à chaud à faible excitation, et blanc violet à chaud à forte excitation. Dans chacun des cas, le gaz émet le même spectre total, mais avec prédominance dans un cas ou dans l'autre de tel ou tel groupe de raies ou de bandes.

L'oxygène, aux faibles excitations, est tantôt vert (prédominance des bandes), tantôt rouge (prédominance de la

raie 6107), quelquefois blanc (transition entre les deux états).

L'hélium est vert aux faibles excitations et jaune aux excitations plus intenses, alors que le spectre reste le même.

Je ne parle pas, dans ce paragraphe, du changement complet des spectres émis; par exemple l'iode émet, en excitation électrostatique, un spectre de bandes complètement exempt de raies, et en décharge induite, un spectre d'arc et d'étincelle vert, exempt de bandes. Il y a là un phénomène d'un autre genre, passage complet d'une émission à une autre. Dans les autres cas, au spectroscopie, l'émission semble rester la même, il n'y a qu'un changement dans les intensités relatives de certaines raies.

Ces variations d'intensité peuvent rendre des services pour l'étude de l'ionisation des gaz; elles renseignent sur la densité d'ionisation.

CHAPITRE II

Structure de quelques raies émises par les gaz illuminés en haute fréquence.

Le deuxième régime d'illumination fournit aux gaz excités une brillance considérable dont j'ai donné autrefois une mesure ⁽¹⁾ ; il était intéressant de voir si la finesse des raies émises n'était pas altérée. On peut penser *a priori* qu'il n'en est rien, l'élargissement par effet Doppler-Fizeau devant toujours rester petit sur le mercure ; les causes d'élargissement les plus à craindre sont l'effet de pression, et l'effet Stark dû au champ électrique interatomique ; elles sont négligeables, la pression du gaz restant toujours faible. Une autre cause d'élargissement des raies est l'effet Zeeman dû au champ magnétique accompagnant toujours la décharge induite. Ce champ a une amplitude qui peut atteindre 20 gauss, ce qui donne un écart normal d'environ 10^{-3} cm^{-1} ; dans un champ alternatif de 20 gauss, l'élargissement total atteint donc $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond à un élargissement de $1/5^{\text{e}}$ de frange pour 1 m. de différence de marche entre deux faisceaux interférents. Cette cause d'élargissement des raies est négligeable dans les conditions habituelles d'examen des raies spectrales, d'autant plus qu'elle ne déplace pas leur centre de gravité.

Le meilleur procédé d'étude de la finesse des raies spectrales est certainement l'examen des franges avec un inter-

(1) F. ESCLANGON, *Bulletin de la Société française de Physique* (séance du 6 mars 1931), p. 35.

féromètre à différence de marche variable, de Pérot et Fabry par exemple. La différence de marche pour laquelle disparaissent les franges est la mesure de la finesse d'une raie.

Je n'ai pas eu à ma disposition d'interféromètre Pérot et Fabry, mais M. Eugène Bloch m'a obligeamment prêté trois excellentes lames de Lummer fabriquées par la maison Hilger de Londres, lames qui avaient déjà été étudiées au Laboratoire par M. Bogros. La lame de Lummer est plutôt un instrument de spectroscopie qu'un appareil d'interférométrie, mais j'ai pu grâce à elle obtenir une limite supérieure de l'élargissement des raies. L'emploi des lames de Lummer m'a en outre, permis de déterminer la structure hyperfine des raies spectrales émises par les tubes excités en haute fréquence et de la comparer à celle des raies émises par les sources habituelles alimentées en courant continu ou alternatif de basse fréquence.

Caractéristiques des lames de Lummer employées (1). — J'ai employé trois lames, deux en quartz et une en verre, d'épaisseurs différentes afin d'attribuer avec certitude les satellites d'une raie à tel ou tel ordre d'interférence.

1° *Lame de verre :*

Longueur, 20 cm. ;

Épaisseur, 6 mm. 03 ;

Indices de réfraction, $n_D : 1,50860$, $n_G : 1,51858$;

Champs de lame :

$$\lambda = 6\,000 \quad 0,726 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 5\,000 \quad 0,709 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 4\,000 \quad 0,694 \text{ cm}^{-1}$$

(1) Pour la théorie et l'emploi des lames de Lummer, voir : J.-K. ROBERTSON, *Journ. of the Opt. Soc. of Am.*, **11** (1926), p. 559 ; E. GEHRCKE, *Handbuch der physikalischen optik*, Barth, Leipzig, 1927 ; A. SCHAMMEN, *Ann. der Phys.*, **83** (1927), p. 1161, p. 433 et **11**, p. 199 ; A. BOGROS, *Annales de Physique*, **17** (1932), p. 260.

Intervalle séparé (théorique) : $0,040 \text{ cm}^{-1}$ environ.

2° *Petite lame de quartz* :

Longueur, 12 cm. ;

Epaisseur, 4 mm. 296 ;

Champ de la lame (pour le rayon ordinaire) :

$$\lambda = 6000 \quad 0,970 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 5000 \quad 0,958 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 4000 \quad 0,935 \text{ cm}^{-1}$$

Intervalle séparé : $0,060 \text{ cm}^{-1}$.

3° *Grande lame de quartz* :

Longueur, 20 cm. ;

Epaisseur, 8 mm. 20 ;

Champ de la lame (rayon ordinaire) :

$$\lambda = 6000 \quad 0,508 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 5000 \quad 0,501 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 4000 \quad 0,489 \text{ cm}^{-1}$$

Intervalle séparé : $0,037 \text{ cm}^{-1}$ environ.

Montage des lames. — Les lames de Lummer s'emploient avec une source étendue et donnent des franges localisées à

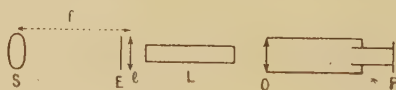


Fig. 54. — Lame de Lummer montée avec un écran comme monochromateur.

S source ;

E écran ;

L lame de Lummer ;

O objectif photographique ;

P plaque photographique.

l'infini que l'on observe avec un objectif de lunette astronomique. Le champ intéressant pour l'observation est petit, de l'ordre de $1/20^{\circ}$ de radian environ. Un objectif de lunette

suffit pour l'étudier. J'ai employé un objectif de lunette Edelmann de 427 mm. de foyer.

Pour l'observation des franges, il faut employer de la lumière monochromatique. On sépare les diverses radiations émises par la source soit par des écrans, soit par un monochromateur dont la fente est perpendiculaire à la lame.

On place la lame immédiatement derrière le système dispersif D et l'objectif O donne de la fente F une image sur la plaque P, image sur laquelle viennent se découper les franges de la lame. Avec une lame de quartz, il faut polariser la lumière avant son entrée dans la lame pour éviter la superposition des franges des rayons ordinaire et extraordinaire.



Fig. 55. — Lame de Lummer montée avec un monochromateur à prisme.

- S source ;
- D système dispersif ;
- G glazebrook ;
- L lame de Lummer ;
- F fente du monochromateur ;
- O objectif ;
- P plaque.

Si la fente F n'est pas haute, on peut supprimer le polariseur G en inclinant la lame de telle sorte que le rayon extraordinaire subisse la réflexion totale dans la lame.

Température des lames. — Les lames ne donnent leur pouvoir séparateur que si leur température est uniforme et varie, au cours d'une pose, de moins de $1/10^{\circ}$ de degré environ. Je n'ai pas pris de précautions spéciales pour assurer la constance de la température, mes poses ayant toujours été très courtes (5 minutes au maximum). Je me suis borné

à monter la lame dans la salle où je devais opérer, longtemps avant l'expérience, de façon que l'équilibre de température soit réalisé au moment de la pose.

Etude des raies du mercure. — Dans mes premiers essais, je me suis borné à examiner à l'œil les franges des raies jaunes, vertes et violettes (4 358) du mercure et de les comparer à l'aspect des franges données par une lampe en verre Hewittic à faible régime, et par une lampe en quartz au cours de son échauffement. Ce premier examen a suffi à me montrer que les satellites des diverses raies se distinguaient aussi bien avec la source de haute fréquence qu'avec l'arc en verre, malgré la brillance beaucoup plus grande de la première source. Dans l'arc en quartz, les satellites sont très rapidement noyés dans l'élargissement général de la raie ; le champ d'interférence prend une teinte uniforme avant que l'arc ait atteint son régime. A égalité de brillance, le tube haute fréquence donne des raies beaucoup plus fines que l'arc en quartz, même peu poussé.

J'ai alors cherché à comparer de façon plus précise la structure hyperfine de raies données par l'arc en verre et la lampe haute fréquence, et j'ai fait cette comparaison sur la raie verte du mercure.

Structure hyperfine de la raie verte du mercure. — Pour l'étude plus précise de la raie verte du mercure, j'ai utilisé des tubes à mercure sans électrodes excités par un oscillateur de 300 watts décrit au chapitre premier.

J'ai utilisé deux tubes différents, le premier avait environ 10 cm. de longueur et 30 mm. de diamètre, le second 25 cm. de longueur et 35 mm. de diamètre. J'ai observé la raie verte du premier tube uniquement avec la lame de verre, et celle du deuxième avec les lames de quartz. Ayant aperçu à l'œil des différences dans les aspects des franges donnés par le premier tube, j'ai étudié systématiquement ces variations

d'absorption de la raie par la vapeur de mercure excitée. J'ai utilisé le premier tube lui donnant trois positions différentes par rapport à la self excitatrice (fig. 56).

A, le devant du tube atteint à peine le milieu de la self ; la partie brillante du gaz est très petite et située immédiatement contre la paroi.

B, le tube est placé au milieu des spires débordant un peu de chaque côté ; la lueur brillante se trouve au milieu du tube, une lueur plus faible remplit tout le tube.

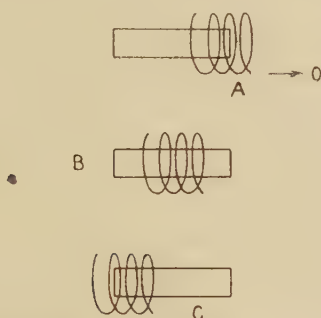


Fig. 56. — Différentes positions du tube destiné à l'observation de la raie verte du mercure.

C, le fond du tube est au milieu de la self, le tube déborde largement vers l'avant ; la lueur brillante occupe le fond du tube, une lueur plus pâle remplit le reste du tube.

Dans la position A, le tube émet la raie verte naturelle, dans la position C, la raie subit un renversement intense qui change complètement l'aspect des franges données par la lame de verre. C'est pour interpréter cette variation d'aspect que j'ai repris l'examen de la structure de la raie verte avec les lames de quartz, en particulier avec la petite lame dont le champ est grand, ce qui facilite l'observation. Le deuxième tube construit est trop grand pour permettre une observation commode du renversement. Le tube conserve toujours des régions froides et la vapeur de mercure légè-

ment excitée qui provoque le renversement va s'y condenser. J'ai toutefois pu observer le renversement correspondant à la position B, et cela a suffi pour interpréter les variations présentées par les franges de la lame de verre.

Résultats. — Je n'ai fait les mesures que sur les franges données par la petite lame de quartz et la lame de verre. Avec la grande lame de quartz, les satellites se superposent au point d'empêcher toute mesure précise de leur position. A titre de comparaison, je donne les résultats des mesures de Nagaoka ⁽¹⁾ et ses collaborateurs, et de celles plus récentes de Murakawa ⁽²⁾ et de Görlich et Lau ⁽³⁾. Je donne leurs nombres en millièmes d'unité de nombre d'ondes (cm^{-1}) en les rapportant tous à la composante prise pour origine par Lau et Görlich; un nombre donne l'intensité évaluée par chacun des auteurs.

Le tableau précédent montre que, malgré les trois chiffres significatifs donnés par chacun des auteurs, les résultats présentent une dispersion notable; les nombres que j'ai obtenus sont à l'intérieur de la zone de dispersion sauf, peut-être pour b (notation de Murakawa) qui dans le cliché C de la lame de verre semble se trouver trop écartée de la composante centrale.

Par contre les intensités relatives des raies diffèrent notablement suivant les observateurs. Si l'on regarde les variations de ces intensités au cours du renversement, on peut conclure qu'il suffit sans doute d'une très faible absorption propre par les sources pour changer beaucoup ces intensités relatives.

⁽¹⁾ H. NAGAOKA, Y. SUGIURA et T. MISHIMA, *Sc. Papers I.P.C.R. Tokyo*, **1** (1924), p. 217.

⁽²⁾ MURAKAWA, *Zts. f. Phys.*, **73** (1932), p. 366.

⁽³⁾ GÖRLICH et LAU, *Zts. f. Phys.*, **77** (1932), p. 745.

Notation de Murakawa	Esclanton										Notation de Schüller	
	lame de quartz					lame de verre						
	pos. A		pos. B		A	B	C					
<i>l</i>	Δv	I	Δv	I	Δv	I	Δv	I	Δv	I	Δv	I
<i>k</i>	775	4,5	776	10	328	752 ⁽⁶⁾	756 ⁽⁷⁾	776	766	6	746	2
<i>j</i>	312	2	326	4	316	2	316	327	314	3	302	5
<i>i</i>	207	5	200	8	216	7	216	213	207	6	192	10
<i>h</i>	128	1	130	1,5	137	1	135	146	130	1,5	122	2
<i>g</i>	60	(1)	43 ⁽²⁾	7	30	(1)	absorbée	39	49	9	30	12
<i>f</i>			—	63 ⁽²⁾			absorbée	0	0	20		
<i>e</i>	—60		—	6,5	—36	(2)	absorbée	20	—	8	0	12
<i>d</i>			—					30	60	30		
<i>c</i>	—308	4,5	—289 ⁽³⁾	?	—306	5	—322	—300	—312	7	—316	2
<i>b</i>	—462	3	—315	6	(5)	(3)	—485	—447	—458	3	—454	2
<i>a</i>	»	»	—466	6	»	»	—755	—739	—744	1	—741	5

(¹) Composante centrale non séparée; elle semble s'étendre sur un $\delta v = 120 \text{ cm}^{-1}$ avec un écartement à peu près uniforme pour la lame de quartz et sur $\delta v = 66 \text{ cm}^{-1}$ pour la lame de verre.

(²) Composante centrale renversée se divisant en 2 composantes d'égale intensité.

(³) Cette raie, très faible, se trouverait au voisinage de la composante *c* (notation de Murakawa), une encoche sur le flanc de *c* pourrait représenter cette raie dont mes observations ne me permettraient pas d'affirmer l'existence.

(⁴) La composante *i* tombe sur la composante centrale de l'ordre d'interférence voisin, elle n'apparaît ensuite qu'au cours du renversement de la raie.

(⁵) Très voisine de *j* elle ne s'en distingue qu'au cours du renversement.

(⁶) Une des composantes provenant de la raie centrale est exactement placée sur *i*: leur intensité totale est évaluée 10.

(⁷) Il semble que la composante centrale soit complètement absorbée. La composante *a* indiquée ici n'est peut-être qu'un reste de la composante centrale.

(⁸) Nagaoka donne ses résultats en longueurs d'ondes; je donne ses résultats en fréquence, en prenant pour origine des δv la même composante que Lau et Görlich, il faut retrancher 27 cm^{-1} aux nombres calculés sur les $\delta \lambda$ de Nagaoka.

(⁹) Murakawa donne les δv en les rapportant à la composante *a*.

Remarques sur le renversement de la raie 5 460 du mercure.

— Le trait marquant de l'influence du renversement sur la raie est l'énorme augmentation d'intensité relative de la composante l , au point que sur le cliché C, la raie verte du mercure semble devenue monochromatique, toutes les autres composantes étant fortement affaiblies. Ce résultat est en accord avec ceux de Metcalfe et Venkatesachar ⁽¹⁾.

Les composantes j et b augmentent également d'intensité relative au cours du renversement, mais tout en diminuant d'intensité par rapport à l ; par contre la composante c semble suivre le sort de la composante centrale et n'être plus à la fin du renversement qu'un satellite comparable à i et k . Il semble, si l'on admet les interprétations de Murakawa ⁽²⁾ et de Schüller ⁽³⁾, que ce soient les composantes dues à des transitions entre des états ayant la même valeur de j . De telles variations dans les intensités relatives des structures ont été signalées par différents auteurs ⁽⁴⁾. Leur étude systématique pourrait sans doute préciser encore nos connaissances sur l'atome de mercure.

Identité de la raie émise en haute fréquence avec la raie émise en courant continu. — Cette première observation peut nous permettre de conclure que la structure hyperfine de la raie verte du mercure émise par les tubes sans électrodes est bien identique à celle que donnent les autres sources. Le renversement de la raie m'a permis de vérifier qu'il n'existait pas de déplacement d'ensemble de la raie dans la source haute fréquence. J'ai provoqué l'absorption de la raie

⁽¹⁾ E. P. METCALFE et B. VENKATESACHAR, *Proc. of the Roy. Soc.*, **102**, A. (1924), p. 520.

⁽²⁾ MURAKAWA, *Zts. f. Phys.*, **73** (1932), p. 366.

⁽³⁾ SCHÜLER et KEYSTON, *Zts. f. Phys.*, **72** (1931), p. 423, et SCHÜLER et JONES, *ibid.*, **74** (1932), p. 631.

⁽⁴⁾ J. GILLES, *Bulletin de la Société française de physique*, n° 337 (17 mars 1933), p. 46 S; MURAKAWA, *Sc. Papers IPCR*, Tokio (déc. 1932); SCHÜLER et JONES, *Zts. f. Phys.*, **77** (1932), p. 801.

verte émise au moyen d'un arc en verre par un tube sans électrodes très faiblement excité, n'émettant que la lueur faible qui, dans la position C du tube, absorbait la raie verte intense émise par le fond.

On obtient effectivement le renversement de la raie verte caractérisée par la prédominance du satellite *l* et la disparition presque complète de la composante centrale. Cette absorption prouve bien l'identité complète des deux raies.

Examen de quelques structures hyperfines. — Les expériences précédemment décrites m'ayant montré la possibilité d'obtenir des raies d'une finesse intéressante avec des sources d'un éclat non négligeable, j'ai examiné la structure de quelques raies intenses émises par des sources que j'avais réalisées.

Ces sources sont des tubes sans électrodes contenant un gaz rare sous une pression de 0,1 mm. de mercure environ et une petite quantité de métal, zinc, cadmium, magnésium ou sodium⁽¹⁾. Les tubes permettent d'obtenir l'émission de la vapeur métallique à une température relativement basse. Ainsi, avec le cadmium, les raies du métal sont visibles dès 140°, et à 200° l'émission métallique est très brillante, alors qu'en l'absence de gaz rare, on doit élever la température du tube jusqu'aux environs de 300°. L'effet Doppler-Fizeau, bien que négligeable en général, pour l'étude de la structure hyperfine des éléments lourds, s'en trouvait donc réduit, surtout si l'on se contente d'un éclat un peu plus faible, en évitant un échauffement excessif du tube par un courant d'air.

J'ai ainsi étudié les raies rouges du cadmium et du zinc et les triplets vert et bleu du magnésium, du cadmium et du zinc, en prenant comme appareils interférentiels, tantôt la

(1) Pour plus de détails, voir F. ESCLANGON, *Revue d'Optique*, loc cit.

lame de verre, tantôt la grande lame de quartz, croisées avec un monochromateur.

Résultats. — Les raies 6362, 4810, 4722 et 4680 Å du zinc, le triplet vert du magnésium (5184, 5173, 5167) et la raie rouge 6438 du cadmium m'ont paru être simples et fines en même temps. Ces résultats sont en accord avec ceux des autres chercheurs.

Au contraire, le triplet bleu-vert du cadmium présente des raies complexes comme l'avaient déjà indiqué les physiciens qui ont comparé le mètre aux longueurs d'ondes du cadmium.

La raie verte 5086 présente trois composantes dont l'une est très voisine de la composante centrale et n'en est pas complètement séparée dans mes expériences.

La raie 4800 possède 4 composantes bien distinctes et la raie centrale présente un satellite très voisin dont elle n'est pas complètement séparée par les lames que j'ai employées, il ne se présente à l'enregistrement que comme un renflement dissymétrique de la composante centrale. Son existence est toutefois certaine.

La raie 4678 présente 3 composantes bien distinctes, mais il m'a semblé apercevoir deux satellites faibles dont je ne pourrais affirmer l'existence. Ils disparaissent sur les clichés très posés où ils sont absorbés par l'élargissement des bords des franges, et ne sont pas sensibles sur les clichés peu exposés. Leur existence effective paraît d'ailleurs très douteuse si l'on admet l'interprétation des structures hyperfines du cadmium donnée par Schüller et ses collaborateurs⁽¹⁾, la raie 4678 ($2^3P_0 - 2^3S_1$) ne devant posséder en tout que 3 composantes.

Je résume mes résultats dans le tableau ci-dessous en les

⁽¹⁾ SCHÜLER et BRUCK, *Zts. f. Phys.*, 56 (1929), p. 291.
Ibid., SCHÜLER et KEYSTON, 67 (1931), p. 433.

comparant aux derniers résultats publiés par d'autres auteurs sur le même sujet.

Les nombres représentent des millièmes d'unité de nombre d'ondes (en cm^{-1}). J'ai marqué d'une croix les composantes mal séparées et par conséquent, mesurées avec peu de précision, et de points d'interrogation les composantes douteuses.

λ	Esclançon		I	II	III ⁽¹⁾	IV
	lame de verre	lame de quartz				
5 086		— 306	— 297	— 290	— 302	— 300
		0	0	0	0	0
		88 +	97	104		96
4 800	— 272 +	— 278	— 256	— 266	— 266	— 283
	— 40 +	— 52 +		— 60 ?		— 62
	0	0	0	0	0	0
	117	114	143	127		114
	337	346	347	337	— 340	336
4 678	— 285 ??	?				
	— 129	— 129	— 141	— 137	— 141	— 137
	0	0	0	0	0	0
	111 ?	105 ?				
	260	274	260	260	260	260

I. — Nagaoka.

II. — A. Schrammen, *Ann. de Physik*, **83** (1927), p. 1164.

III. — Albright, *Phys. Rev.*, **36** (1930), p. 847.

IV. — Schüler et Keyston, **67** (1931), p. 433.

Les résultats que j'ai obtenus sont, sauf pour les satellites douteux de 4678, en accord avec ceux des autres auteurs. Ils confirment l'existence du satellite voisin de la composante centrale de 4800. Le satellite n'a pu être aperçu que très difficilement par Schüler et Mlle Schrammen, tandis que je l'ai obtenu sur tous mes clichés.

(¹) ALBRIGHT donne ces résultats en longueurs d'ondes; les voici exprimés en millièmes d'angstrom : 5086 : 0 + 79 — 4800 : 62 0 — 79 — 4678 : 1 — 0 — — 57.

Ce fait semble prouver que les raies émises par l'oscillateur sont légèrement plus fines que celles données par les lampes du type Michelson.

Ces quelques expériences montrent bien la possibilité de l'emploi de la décharge sans électrodes dans l'étude des structures hyperfines. Son avantage principal me paraît résider surtout dans la grande brillance des sources, alors que les sources habituellement employées pour l'examen des structures hyperfines sont d'une brillance faible et entraînent de longues poses. En outre, la souplesse avec laquelle on peut faire varier l'intensité de l'excitation et les conditions d'observation paraît devoir faciliter beaucoup certaines études comme celle des perturbations des structures hyperfines.

CHAPITRE III

Excitation des jets atomiques par les décharges de haute fréquence.

Jets atomiques. — Nous venons de voir que les sources de lumière excitées par les courants de haute fréquence émettent des raies relativement fines. Toutefois, l'effet Doppler-

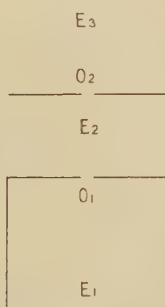


Fig. 57. — Production d'un jet atomique.

Fizeau impose à la finesse des raies une limite que l'on peut songer à dépasser dans l'excitation d'un gaz en équilibre cinétique, limite dont la grandeur est notable pour les corps légers et peu volatils. L'élimination de l'effet Doppler peut être réalisée par l'observation des jets atomiques inventés par Dunoyer ⁽¹⁾. Une telle méthode a été indiquée par Bauer ⁽²⁾

⁽¹⁾ L. DUNOYER, *Comptes rendus*, 152 (1911), p. 592.

⁽²⁾ E. BAUER, *Comptes rendus*, 178 (1924), p. 1268.

et utilisée avec succès par A. Bogros ⁽¹⁾ dans l'étude de la structure hyperfine de la raie de résonance du lithium.

Je rappelle rapidement en quoi consiste un jet atomique : une enceinte E_1 à température uniforme contient sous une pression de quelques baryes, la vapeur du corps dont les atomes formeront le jet. L'enceinte possède une ouverture O_1 dont une dimension au moins est petite par rapport au libre parcours moyen des atomes (ou des molécules) du gaz. Une

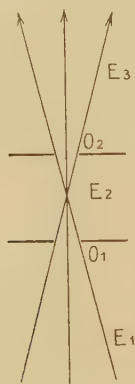


Fig. 58. — Schéma d'un jet atomique.

deuxième ouverture O_2 analogue à O_1 est placée à 1 ou 2 cm. On maintient dans l'espace intermédiaire E_2 entre O_1 et O_2 et dans l'espace E_3 au delà de O_2 un bon vide. Dans ces conditions, l'espace E_3 ne reçoit de E_1 que les atomes ayant franchi les ouvertures O_1 et O_2 ; la distance O_1O_2 étant inférieure au libre parcours des atomes, les atomes se déplacent en ligne droite dans l'espace O_1O_2 ; les atomes parcourent alors dans E_3 des trajets rectilignes passant par un point de O_1 et de O_2 ; si les dimensions transversales de O_1 et O_2 sont petites par rapport à la distance O_1O_2 , toutes les

(1) A. BOGROS, *Annales de Physique*, **17** (1932), p. 199.

trajectoires atomiques ont sensiblement la même direction et forment dans l'espace E_3 un véritable jet qui reste d'autant mieux défini que la pression résiduelle dans E_3 est plus basse et que les chocs à l'intérieur du jet sont moins nombreux.

Elargissement des raies spectrales par effet Doppler-Fizeau, dans un gaz en équilibre cinétique. — Le sujet est traité dans le livre de M. E. Bloch sur la théorie cinétique des gaz ⁽¹⁾. Si l'on admet que les vitesses des atomes (ou des molécules) d'un gaz obéissent à la loi de Maxwell, une radiation rigoureusement monochromatique est remplacée par une raie large dans laquelle la répartition des intensités en fonction de la fréquence est de la forme :

$$e^{-\frac{M}{2RT} \left(v \frac{\Delta \nu}{\nu} \right)^2}$$

en désignant par M la masse moléculaire (ou atomique) du gaz, R la constante moléculaire des gaz parfaits, T , la température absolue, v la vitesse de la lumière.

Effet Doppler-Fizeau donné par un jet atomique. — Tous les atomes d'un jet ayant des vitesses sensiblement parallèles, les composantes de ces vitesses dans une direction d'observation perpendiculaire à la direction moyenne sont petites, l'effet Doppler-Fizeau doit donc se trouver considérablement réduit. Il m'a paru intéressant de déterminer de façon précise la limite de finesse des raies spectrales données par un jet atomique ayant une ouverture finie.

Nous allons supposer que des atomes, excités par un procédé quelconque, mais en l'absence de champ électrique ou magnétique, et susceptibles d'émettre tous la même radia-

(¹) E. BLOCH. *Théorie cinétique des gaz*, Paris, Armand Colin, p. 139.

tion monochromatique de fréquence ν , forment un jet délimité par deux ouvertures rectangulaires égales de longueur a et de largeur b placées l'une au-dessus de l'autre à la distance d (fig. 59). Appelons O_1 , O_2 , les centres des deux rectangles, et rapportons les directions des trajectoires atomiques à trois axes $O_1\xi$, $O_1\eta$, $O_1\zeta$; $O_1\xi$ parallèle au côté a du rectangle, $O_1\eta$ confondu avec O_1O_2 et $O_1\zeta$ paral-

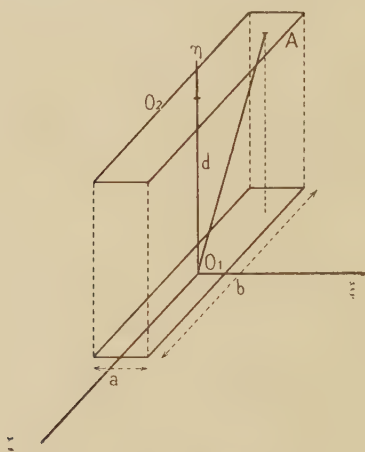


Fig. 59.

lèle à b . La direction moyenne du jet est $O_1\eta$, et nous supposons la lumière émise par les atomes excités reçue par un observateur à l'infini dans la direction $O_1\xi$. Définissons la direction O_1A d'une trajectoire (A dans le plan de l'ouverture O_2) par sa latitude α et sa longitude φ en prenant $O_1\xi$ comme axe polaire. α est l'angle de O_1A avec sa projection O_1B dans le plan $O_1\eta\zeta$ et φ l'angle de O_1B avec $O_1\eta$. (fig. 60). Nous appellerons ψ l'angle de O_1A avec $O_1\eta$. Rappelons que l'on a :

$$\cos \psi = \cos \alpha \cos \varphi$$

et que, avec les coordonnées que nous avons choisies, l'angle solide élémentaire est :

$$d\Omega = \cos \alpha d\alpha d\varphi.$$

Evaluons le nombre d'atomes qui sortent d'un élément de surface dS de l'ouverture O_i .

À l'intérieur de l'enceinte E_4 , en dessous de O_4 , où le gaz

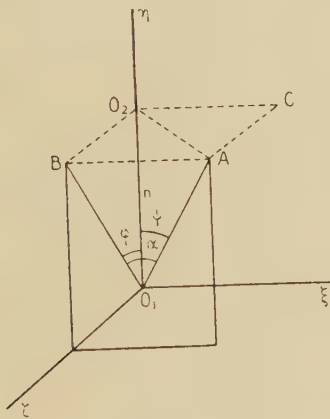


Fig. 60.

est en équilibre cinétique, le nombre d'atomes par centimètre cube dont la vitesse est comprise entre c et $c + dc$ est :

$$dn_c = 4n \sqrt{\frac{p^3}{\pi}} e^{-pc^2} c^2 dc$$

en désignant par n le nombre d'atomes par centimètre cube, et par p la quantité :

$$p = \frac{M}{2RT}$$

M masse atomique du gaz, R constante des gaz parfaits,
T température thermodynamique.

Parmi ces atomes il y en a :

$$dn_{c\Omega} = \frac{dn_c d\Omega}{4\pi} = n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} e^{-pc^2/c^2} dc d\Omega$$

par centimètre cube dont la direction de la vitesse est à l'intérieur d'un angle solide $d\Omega$.

Les atomes dont la vitesse est comprise, en grandeur, entre c et $c + dc$, et en direction à l'intérieur de $d\Omega$ et qui, en une seconde, traversent une surface S de l'ouverture O_1 , sont à l'intérieur d'un cylindre de volume :

$$Sc \cos \psi$$

qui contient :

$$dn_{c\Omega\psi} = n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} Se^{-pc^2} c^3 \cos \psi dcd\Omega.$$

Quelle est la partie « utile » de l'ouverture O_1 , c'est-à-dire la portion de O_1 telle que les atomes (ou molécules) qui la traversent, traversent également l'ouverture O_2 .

Il est facile de voir que la largeur utile de la fente est réduite de BA , et la longueur de O_2B ; on a :

$$\begin{aligned} O_2B &= d \operatorname{tg} \varphi \\ BA &= \frac{d}{\cos \varphi} \operatorname{tg} \alpha \end{aligned}$$

la surface S utile est alors :

$$(b - d \operatorname{tg} \varphi) \left(a - d \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\cos \varphi} \right)$$

le nombre d'atomes de vitesse c dans l'angle $d\Omega$ traversant les deux fentes est, en une seconde :

$$dn = n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} (b - d \operatorname{tg} \varphi) \left(a - \frac{d \operatorname{tg} \alpha}{\cos \varphi} \right) \cos \psi e^{-pc^2} c^3 dcd\Omega$$

soit, en passant entièrement aux variables α et φ :

$$dn_{c\alpha\varphi} = n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} (b - d \operatorname{tg} \varphi) (a \cos \varphi - d \operatorname{tg} \alpha) c^3 \cos^2 \alpha e^{-pc^2} dcd\alpha d\varphi$$

Ces atomes produisent par effet Doppler une variation de fréquence ou de longueur d'onde :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{c \sin \alpha}{\nu}$$

déplacement que je caractériserai par la variable x ,

$$x = c \sin \alpha = \frac{v \Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v \Delta v}{v}$$

L'intensité de la raie déplacée de x est proportionnelle au nombre d'atomes produisant un déplacement compris entre x et $x + dx$. Pour en faire le calcul, faisons dans l'intégrale qui donne le nombre total des atomes sortis par les deux fentes le changement de variable :

$$x = c \sin \alpha$$

$$\alpha = \alpha$$

$$\varphi = \varphi,$$

Le volume élémentaire $dcd\alpha d\varphi$ se transforme en :

$$\frac{1}{\sin \alpha} dx d\alpha d\varphi$$

et l'élément différentiel devient :

$$dn_{x\alpha\varphi} = n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} (a \cos \varphi - d \operatorname{tg} \alpha) (b - d \operatorname{tg} \varphi) \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^4 \alpha} x^3 e^{-px^2/\sin^2 \alpha} dx d\alpha d\varphi,$$

le nombre total d'atomes produisant le déplacement x , $x + dx$, est :

$$dn_x = n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} x^3 dx \int \int (b - d \operatorname{tg} \varphi) (a \cos \varphi - d \operatorname{tg} \alpha) \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^4 \alpha} e^{-px^2/\sin^2 \alpha} d\alpha d\varphi,$$

entre les limites définies par les dimensions des ouvertures O_1 et O_2 .

Pour un angle φ donné, $\operatorname{tg} \alpha$ peut prendre toutes les valeurs comprises entre :

$$-\frac{a \cos \varphi}{d} d \quad \text{et} \quad \frac{a \cos \varphi}{d}.$$

Il revient au même de prendre 2 fois l'intégrale entre 0 et $\frac{a \cos \varphi}{d}$. On doit ensuite intégrer entre les deux valeurs

extrêmes de φ : $-\frac{b}{d}$ et $+\frac{b}{d}$, ou prendre 2 fois l'intégrale entre 0 et $\frac{b}{d}$.

Si nous désignons par α_0 et φ_0 ces limites : l'expression de dn_x devient :

$$dn_x = 4n \sqrt{\frac{p^3}{\pi^3}} x^3 dx \int_0^{\varphi_0} (b - d \operatorname{tg} \varphi) d\varphi \\ \int_0^{\alpha_0} (a \cos \varphi - d \operatorname{tg} \alpha) \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^4 \alpha} e^{-px^2/\sin^2 \alpha} d\alpha,$$

avec :

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{a \cos \varphi}{d}$$

et :

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{b}{d}.$$

Si l'on admet que la proportion des atomes émetteurs est indépendante de leur vitesse et de leur direction, la fonction $I(x) = \frac{dn_x}{dx}$ donne la répartition de l'intensité lumineuse dans la raie en fonction de la variable x .

L'intégrale par rapport à α :

$$\int_0^{\alpha_0} (a \cos \varphi - d \operatorname{tg} \alpha) \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^4 \alpha} e^{-px^2/\sin^2 \alpha} d\alpha$$

se calcule facilement en prenant $\cotg \alpha$ comme variable. Sa valeur est :

$$\frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{a \cos \varphi}{x^3 \sqrt{p^3}} e^{-px^2} [1 - \Phi(x\sqrt{p} \cotg \alpha_0)]$$

en désignant par $\Phi(x)$ la fonction :

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx.$$

La fonction $I(x)$ s'écrit alors :

$$I(x) = \frac{an}{\pi} e^{-px^2} \int_0^{\varphi_0} (b \cos \varphi - d \sin \varphi) \\ \left[1 - \Phi\left(x\sqrt{p} \frac{d}{a \cos \varphi}\right) \right] d\varphi.$$

Cette intégrale n'est pas calculable, mais on peut tout de même étudier la fonction I.

1° *Supposons d'abord φ petit*, cela revient à dire que b est petit devant d (cas d'une ouverture carrée) par exemple. On peut prendre $\cos \varphi = 1$. On trouve :

$$\frac{dn_c}{dx} = \frac{ab^2}{d} \frac{n}{\pi} e^{-px^2} \left[1 - \Phi \left(x\sqrt{p} \frac{d}{a} \right) \right] dx.$$

Si l'on pose égale à 1 l'intensité maximum de la raie, la loi de la répartition de l'intensité dans la raie est :

$$I_e = e^{-px^2} \left[1 - \Phi \left(x\sqrt{p} \frac{d}{a} \right) \right]$$

tandis que le gaz en équilibre émet la raie dont l'énergie est représentée par :

$$I_e = e^{-px^2}.$$

Posons :

$$x\sqrt{p} = u \quad \frac{d}{a} = k.$$

Les deux valeurs de I s'écrivent :

$$I_j = e^{-u^2} [1 - \Phi(ku)] \quad I_e = e^{-u^2}.$$

Il est aisé de voir, d'après les variations de la fonction $\Phi(ku)$ que I_j se réduira pratiquement à $1 - \Phi(ku)$ pour les valeurs de k un peu grandes. Par exemple $k = 4$ (fentes de 2 mm. de largeur à 8 mm. l'un de l'autre).

$u = 0,1$	$1 - \Phi(ku) = 0,572$	$e^{-u^2} = 0,99$
$u = 0,2$	$= 0,258$	$= 0,96$
$u = 0,3$	$= 0,090$	$= 0,91$

Pour un jet relativement délié, l'intensité peut donc se représenter simplement par la formule :

$$I_j = 1 - \Phi(ku).$$

La valeur de u donnant à l'intensité la valeur $1/2$ est :

$$u = \frac{0,48}{k},$$

tandis que dans la raie émise par le gaz, cette valeur est de :

$$u = 0,82.$$

La finesse de la raie est donc augmentée dans le rapport de :

$$\frac{0,82}{0,48} k = \frac{7}{4} k.$$

Il est intéressant de remarquer que la courbe $e^{-u^2}[1 - \Phi(ku)]$ possède à l'origine une tangente inclinée sur l'axe. Pour $u = 0$, la dérivée est égale à celle de $1 - \Phi(ku)$ soit $\frac{2k}{\sqrt{\pi}}$. La courbe passe ensuite par un point d'inflexion très voisin de l'origine si k est de l'ordre de quelques unités. La présence de ce point anguleux au centre de la raie tient évidemment à la rapide diminution du nombre des atomes du jet quand l'angle α augmente en partant de 0.

L'inclinaison de la tangente à l'origine peut permettre de distinguer deux raies voisines qui seraient entièrement confondues si elles possédaient une répartition d'énergie analogues à celles des raies émises par un gaz en équilibre. Si deux raies sont à une distance $ku = 0,6$ ce qui correspond à une largeur définie par une intensité $i = \frac{7}{10}$ de l'intensité maximum, il y a encore une différences de $\frac{1}{28}$ entre les maxima et minima d'intensité dans l'ensemble des deux images, ce qui augmente encore la possibilité de séparation des raies, dans un rapport voisin de $1,5\left(\frac{0,48}{0,3}\right)$. Si l'on admet que la largeur de la raie peut être considérée comme diminuée dans le rapport $2k$, on peut dire que la largeur de la raie est à peu près la même que si les atomes étaient répartis uniformément dans un jet dont l'ouverture serait au centre du premier diaphragme et s'appuyant sur la deuxième ouverture toute entière.

2° Si l'angle φ n'est pas tout petit (fentes longues), l'introduction du facteur $\frac{1}{\cos \varphi}$ dans Φ , va abaisser les ordonnées

de la courbe d'intensité pour les points en dehors de l'origine; la raie sera encore plus fine. Cela tient évidemment à ce que le faisceau contient relativement moins d'atomes faisant un angle donné α avec le plan perpendiculaire à la direction d'observation, puisque l'angle α maximum pour un angle φ donné est :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{a \cos \varphi}{d}.$$

On peut d'ailleurs calculer encore la tangente à l'origine de la courbe pour les valeurs de φ qui ne sont pas très grandes. On trouve que son inclinaison est :

$$1 + \frac{2ku}{\sqrt{\pi}} \frac{b\varphi - \frac{d\varphi^2}{2} - \frac{d\varphi^4}{12}}{b\varphi - \frac{d\varphi^2}{2} - \frac{b\varphi^3}{6} + \frac{d\varphi^5}{24}}.$$

La dérivée reste la même que dans le cas précédent $\left(-\frac{2k}{\sqrt{\pi}}\right)$ au troisième ordre près en φ ; elle augmente ensuite en valeur absolue quand le terme en φ^3 commence à intervenir.

3° Si φ devient voisin de $\frac{\pi}{2}$, b devient très grand, et l'intégrale se réduit à :

$$\int_0^\varphi \cos \varphi \left[1 - \Phi\left(\frac{ku}{\cos \varphi}\right) \right] d\varphi$$

ce qui donne pour l'intensité, en développant Φ en série.

$$I = \frac{\sin \varphi - \frac{2}{\sqrt{\pi}} ku \varphi - \frac{k^3 u^3}{3} \operatorname{tg} \varphi + \dots}{\sin \varphi}.$$

Il existe encore une position limite de la tangente à l'origine; l'inclinaison limite, est $\frac{2k}{\sqrt{\pi}} \times \frac{\pi}{2}$; mais pour $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $I = 0$ pour toutes les valeurs de u différentes de 0, la raie est devenue rigoureusement monochromatique.

Du calcul ci-dessus, on peut conclure que la largeur

limite de la raie est $\frac{4}{7k}$ fois la largeur de la raie émise par le gaz en équilibre, si l'on emploie des ouvertures circulaires ou carrées, et un peu plus petite si on emploie deux fentes longues par rapport à leur largeur. On peut donner à k des valeurs comprises entre 4 et 10, l'élargissement de la raie par effet Doppler est donc réduit dans un rapport de 7 à 15 environ.

Validité des résultats donnés par le calcul précédent. — Le calcul que nous venons de faire donne une limite de la finesse de la raie, en supposant que les atomes émettent une raie rigoureusement monochromatique, s'ils sont soustraits à l'influence de tout champ magnétique ou électrique. Même au point de vue cinétique, cette limite ne peut être atteinte à cause des chocs entre les atomes du jet, chocs qui ont pour effet de diffuser le jet en projetant des atomes hors des limites géométriques du jet. Il n'en reste pas moins que l'utilisation d'un jet permet de diminuer l'élargissement des raies par effet Doppler, et par conséquent de pouvoir étudier les autres élargissements, en particulier, la largeur naturelle des raies.

Expériences sur l'excitation des jets atomiques par les courants de haute fréquence (Travail fait en collaboration avec M. A. Bogros). — Malgré l'intérêt que présente ce mode d'observation des raies spectrales, il a été peu utilisé jusqu'à présent. Une des raisons me paraît être que l'élargissement des raies par effet Doppler-Fizeau gêne généralement peu l'étude des structures des raies spectrales, et qu'il n'est intéressant de l'éliminer que dans des applications particulières, où l'on cherche surtout la finesse de la raie.

Le seul procédé d'excitation de jets atomiques qui ait pratiquement été utilisé jusqu'ici est la résonance optique, procédé utilisé déjà par Dunoyer dans ses premières expériences sur les jets. Le défaut du procédé est de fournir peu de

lumière, d'une part, et d'autre part de ne donner pratiquement que l'émission des raies dont le niveau le plus bas est le niveau fondamental de l'électron optique ; dans le cas des alcalins, on n'obtient guère que les raies de la série principale.

Il nous a semblé à M. Bogros et à moi que les courants de haute fréquence devaient pouvoir permettre une excitation plus complète des jets atomiques. Nous savions que les sources de lumière de haute fréquence émettent des raies fines et que la décharge en ondes très courtes est encore susceptible de passer même pour des pressions très basses.

Montage de l'expérience. — Nous avons utilisé l'appareil à jets construit par M. Bogros ⁽¹⁾, qu'il a décrit dans sa thèse de doctorat. Il comporte essentiellement un four constituant l'enceinte E, décrite ci-dessus et deux diaphragmes O_1 et O_2 délimitant le jet, le tout placé dans un tube de verre vidé.

Nous avons utilisé comme source de haute fréquence un oscillateur analogue à celui que j'ai construit pour la réalisation de sources de lumière monochromatique et dont j'ai parlé plus haut.

La self du circuit oscillant (de 5 spires de 60 mm. de diamètre environ) dont le potentiel moyen est celui du sol a été placée au-dessus de la deuxième ouverture O_2 , la dernière spire étant à 1 cm. environ de l'ouverture (fig. 61). Dans une première expérience, nous avons placé le circuit entièrement dans le vide avec trois sorties de courant soudées au couvercle en pyrex du tube enveloppant l'appareil à jets. Au centre du couvercle, dans l'axe de la self, un tube plonge jusqu'à 15 mm. environ de O_2 ; ce tube dans lequel on peut mettre de l'air liquide est destiné à condenser les atomes du jet.

(1) A. BOGROS, *Thèse (Paris)*, 1932. et *Ann. de Phys.*, **17** (1932), p. 199.

Dans une deuxième expérience, la self a été placée dans l'air, le couvercle ayant reçu la forme indiquée sur la figure 62. Une petite lame L de métal a été collée sur la double soudure inférieure du couvercle pour recevoir une partie du métal transporté par le jet afin d'éviter la formation d'un anneau sur les parois du tube intérieur; cet anneau fermé absorberait une puissance notable. Le métal était également condensé par de l'air liquide versé dans le tube inté-

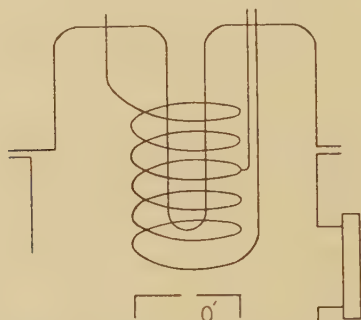


Fig. 61. — Excitation d'un jet atomique en haute fréquence.
Self excitatrice dans le vide.

rieur. Le circuit oscillant plongeait ainsi dans l'air liquide, ce qui ne présente pas d'inconvénient.

Il y avait 4000 volts efficaces environ entre les deux extrémités de la bobine, ce qui correspond approximativement à un courant de 8 ampères efficaces dans les spires pour 10 m. de longueur d'onde.

Si le vide est maintenu aussi bon qu'il est possible de le faire, le jet ne s'illumine pas; il est nécessaire de produire des électrons dans l'espace où se propage le jet; pour cela, nous avons ajouté un gaz étranger sous faible pression susceptible d'être ionisé par le champ électrique. Nous avons introduit tantôt de l'argon, tantôt de l'azote au moyen d'un jeu de capillaire formant fuite réglable. La pression optima

est de l'ordre de $1/500^e$ de mm. de mercure. La décharge ne s'amorce que grâce à une ionisation préalable du gaz par une décharge entre électrodes à l'aide d'une bobine de Rumkhorff. Dans ces conditions, la luminescence du jet atomique est très intense et s'observe aisément sur le fond plus faiblement lumineux du gaz étranger. A la pression de $1/500^e$ de mm., le jet est parfaitement défini sur une longueur d'un peu plus de 1 cm.; si la pression du gaz

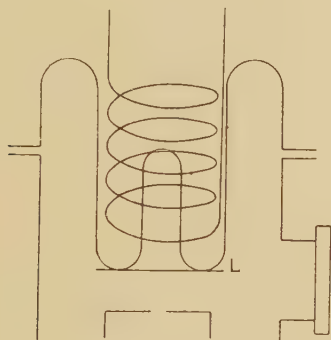


Fig. 62. — Excitation d'un jet atomique en haute fréquence.
Self excitatrice dans l'air.

étranger augmente, le jet augmente d'éclat en même temps qu'il devient plus diffus.

Examen spectroscopique de la lumière émise par le jet. — Nous avons opéré avec des jets de lithium, de sodium et de cadmium; dans les trois cas, le spectroscope a révélé l'émission du spectre d'arc du métal; en particulier, nous avons observé, pour le lithium, la raie 6708 Å de la série principale du lithium, les raies 6109, 4972 et 4602 des séries secondaires, et pour le cadmium les raies 6438, 5086, 4800, 4678 appartenant toutes à des séries secondaires.

Largeur des raies émises. — N'ayant pas d'interféromètre à différence de marche variable, nous n'avons pu observer les raies qu'avec la lame de Lummer en verre de 20 cm. de longueur décrite plus haut. Nous avons pu photographier les franges données par la raie 6708 du lithium avec un objectif de 427 mm. de foyer sur une plaque krypta en 5 minutes de pose. Nous avons photographié également les franges données par les troies raies vert-bleu du cadmium séparées par un monochromateur.

L'examen de la finesse des raies n'a d'intérêt que pour le lithium, l'effet Doppler-Fizeau du cadmium étant insensible avec notre lame de Lummer. L'effet Doppler-Fizeau dans un gaz en équilibre cinétique doit donner une demi-largeur de raie :

$$\Delta\nu = 2,58 \nu \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} ;$$

si l'on prend $T = 900^{\circ}$ et $M = 7$ pour se placer dans les conditions de l'expérience sur le lithium, on trouve :

$$\Delta\nu = 0,043 \text{ cm}^{-1}$$

en nombre d'ondes.

Le champ de la lame est $0,73 \text{ cm}^{-1}$ et son pouvoir séparateur de $0,04 \text{ cm}^{-1}$. La largeur totale de la raie émise par du lithium à la température ordinaire serait le double environ de l'intervalle de deux raies séparées par la lame.

Pour le cadmium, on trouve un $\Delta\nu = 0,009 \text{ cm}^{-1}$ inaccessible à la lame.

Les enregistrements au microphotomètre des franges données par les raies d'émission du jet atomique excité en haute fréquence, et des raies absorbées par un jet analogue éclairé par une source donnant une raie large, ont une finesse comparable.

Cette expérience, bien qu'elle n'ait pu montrer la largeur de la raie obtenue, a montré toutefois l'intérêt de la méthode ;

excitation relativement intense de tout le spectre d'arc des atomes du jet. Nous espérons pouvoir la reprendre un jour en utilisant un appareil interférentiel à grand pouvoir séparateur. L'étude de la structure hyperfine de raies très fines peut nous donner encore de précieux renseignements et sur la structure de l'atome, et sur le mécanisme de l'émission lumineuse.

CONCLUSION

J'espère avoir montré, au cours de cette étude, les paramètres caractéristiques de l'illumination des gaz raréfiés par les courants de haute fréquence, et donné l'ordre de grandeur des phénomènes observés; l'ébauche de théorie que j'ai développée suggère immédiatement quelques expériences susceptibles de préciser encore nos idées sur le phénomène.

L'illumination des gaz par les courants de haute fréquence me paraît susceptible de quelques applications, dont j'ai donné ici deux exemples : étude de l'effet Zeeman et production de raies fines brillantes. Cette dernière application surtout me paraît intéressante par les renseignements que l'étude des raies fines peut nous donner sur les mécanismes d'émission des raies spectrales.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Théorie du pouvoir rotatoire naturel
suivant W. Kuhn.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 11 juillet 1933.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

